



Etude des interactions antiproton-deutérium à 9,2 GeV/c

Pierre Juillot

► To cite this version:

Pierre Juillot. Etude des interactions antiproton-deutérium à 9,2 GeV/c. Physique [physics]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 1978. Français. NNT : . tel-00396299

HAL Id: tel-00396299

<https://theses.hal.science/tel-00396299>

Submitted on 17 Jun 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

A2



25 AVR. 1979

C.R.N.

N° d'Ordre
1149

CRN/HE 78-27

THESE*présentée**pour obtenir le grade de***DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES***par***Pierre JUILLOT****ETUDE DES INTERACTIONS ANTIPROTON-DEUTERIUM A 9.2 GeV/c**

Institut National
de Physique Nucléaire
et de Physique
des Particules

Université
Louis Pasteur
de Strasbourg

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00050065

N° d'ordre
1149

CRN/HE 78-27

THESE

présentée

A l' U.E.R. DES SCIENCES DE LA MATIERE
DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Pierre JUILLOT

ETUDE DES INTERACTIONS ANTIPROTON-DEUTERIUM A 9,2 GeV/c

Soutenue le 25 Novembre 1978 devant la Commission d'Examen:

MM. P.CHEVALLIER

A.ASTIER

M.CRESTI

A.FRIDMAN

P.LEHMANN

President

} *Examineurs*



UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR
STRASBOURG I

Edition 1978

LISTE DES PROFESSEURS, MAITRES DE CONFÉRENCES DIRECTEURS ET MAITRES DE RECHERCHES CNRS ET INSERM

Président : Professeur P.KARLI
Vice-Présidents : Professeur Fr.MARCOUX
Professeur J.H.WEIL
Président Honoraire : Professeur G.OURISSON
Secrétaire Général : Monsieur G.KIEHL

U.E.R. DE SCIENCES EXACTES

U.E.R. de Mathématiques	Directeur : Jacques FARAUT
U.E.R. de Sciences Physiques et Chimiques	Directeur : Jean DEHAND
U.E.R. de Sciences de la Matière	Directeur : Jean José FRIED
U.E.R. de Sciences de la Vie et de la Terre	Directeur : Yves BOULANGER
U.E.R. de Sciences du Comportement et de l'Environnement	Directeur : Michel TARDY
U.E.R. de l'Ecole d'Application des Hauts Polymères	Directeur : Constant WIPPLER
U.E.R. de l'Ecole Nationale Supérieure de Chimie	Directeur : Marc DAIRE
U.E.R. de l'Observatoire	Directeur : Alphonse FLORSCH
U.E.R. de Physique du Globe	Directeur : Alexandre ROCHE

DOYENS HONORAIRES : P.LACROUTE - J.H.VIVIEN - G.MILLOT.

PROFESSEURS HONORAIRES : L.BOISSELET - J.BYE - H.CARTAN - G.CERF - C.CHABAUTY - A.CHRETIEN - J.DENY - Ch.EHRESMANN - Mlle S.GILLET - S.GOLDSZTAUB - R.HOCART - P.LACROUTE - G.LEMEE - P.L'HERITIER - A.LICHNEROWICZ - A.MAILLARD - L.NEEL - J.PARROD - R.ROHMER - J.P.ROTHE - L.SACKMANN - Ch.SADRON - H.SAUCIER - H.VILLAT - H.WEISS - Et.WOLFF - J.YVON.

MAITRE DE CONFÉRENCES HONORAIRE : R.WEIL.

PROFESSEURS

J.P. ADLOFF	Chimie Nucléaire	E. FOLLENIUS	Zoologie	G. MONSONEGO	Physique Théorique
R. ARMBRUSTER	Physique	J.J. FRIED	Méc. des Fluides	B. MORIN	Mathématiques I
V. AVANISSIAN	Analyse supérieure	D. FROELICH	Chim.Gén.Chim.Phys.	G. OURISSON	Chimie
F. BECKER	Physique Mathématique	A. FUCHS	Mécanique rationnelle	J.P. RAMIS	Mathématiques Générales
Cl. BENEZRA	Dermato-Chimie	A. GAGNIEU	Botanique	G. REEB	Topologie
H. BENOIT	Physicochim. macromol.	A. GALLMANN	Physique	Ph. RICHARD	Physiologie Animale
P. BENVENISTE	Physiologie Végétale	F. GAULT	Chimie Organique	J.J. RIEHL	Chimie
D. BERNARD	Méth. Math.de la Phys.	F. GAUTIER	Physique	Cl. ROBERT	Physique
IC BERNIER	Chimie Générale	R. GERARD	Mathématiques	A. ROCHE	Physique du Globe
Y. BOULANGER	Chimie Biologique	G. GLAESER	Mathématiques	Ph. ROPARTZ	Psycho-Physiologie
J. BRENET	Electrochimie	Q. GODBILLON	Mathématiques	J. ROUX	Botanique
M. BRINI	Chimie	S. GORODETZKY	Phys.Gén.et Phys.Nucl.	Fr. SCHALLER	Biologie Générale
J. BROSSAS	Chimie Macromol.	M. GOUNOT	Botanique	G. SCHIFFMANN	Mathématiques
R. CERF	Physique générale	M. GROSS	Chimie	J.P. SCHWING	Chimie
P. CHEVALLIER	Physique	M. GROSMANN	Physique	M.J. SCHWING	Chimie Physique
A. CLAUS	Chimie	L. HIRTH	Microbiologie	M. SIESKIND	Physique
A. COCHE	Physique Nucléaire	P. JOLY	Biologie Générale	G. SOLLADIE	Chimie Organique
M. DAIRE	Chim.Phys.Indust.Sc.des Matér.	J.P. JOUANOLOU	Mathématiques	J. SOMMER	Chimie Appliquée
H. DANAN	Phys.Atom.et Phys.du Solide	T. JUTEAU	Minéral.et Pétrographie	F. STUTINSKY	Physiologie Générale
E. DANIEL	Physique Expérimentale	R. KIRSCH	Zoologie	G. SUTTER	Physique Electronique
M. DAUNE	Biophysique	F. LACROUTE	Biologie Végétale	Ch. TANELIAN	Chimie
J. DEHAND	Chimie Minérale	R. LECOLAZET	Physique du Globe	J.J. THIEBOLD	Biologie Animale
A. DELUZARCHE	Chimie	J.M. LEHN	Chimie	D. VIAUD	Mathématiques
G. DUNOYER de SEGONZAC	Géologie	J. LEITE-LOPES	Phys.Nucl.et Corpuscul.	J.H. VIVIEN	Zool.et Embryol.Expér.
H. DURANTON	Botanique	M. LEROY	Chimie	R. VOLTZ	Physique Théorique
J.P. EBEL	Chimie Biologique	J. LUCAS	Géologie	J.H. WEIL	Chimie Biologique
J.P. EBERHART	Minéralogie	D. MAGNAC	Physique	G. WEILL	Physique
J. FARAUT	Mathématiques	J. MARTINET	Mathématiques	R. WEISS	Chimie
P. FEDERLIN	Chimie	P. MIALHE	Physiologie Animale	P.L. WENDEL	Physique
X. FERNIQUE	Mathématiques	A. MICHAUD	Géologie	C. WIPPLER	Physicochim.des Hts Polym.Indus.
D. FOATA dét.	Mathématiques	M. MIGNOTTE	Informatique	J. WUCHER	Physique
		G. MILLOT	Géologie et Paléontologie	B. WURTZ	Chimie Biologique

PROFESSEURS ASSOCIÉS

A. ANDREOTTI	Mathématiques	V. ERN	Physique	C. JASCHEK	Astronomie
A. BANDERET	E.A.H.P.	G.L.HALLER	Chimie	J. OSBORN	Chimie Minérale
B. BOURROUILH	Géophysique	T. HIRAI	Mathématiques	J. SMID	Physique
T. EGGARTER	Physique				

PROFESSEURS CONVENTIONNÉS ULP : P. BOUVEROT (Physiol. Respiratoire) — P. DEJOURS (Physiol. Respiratoire).

MAITRES DE CONFÉRENCES :

J. Fr. BOUTOT	Mathématiques	T. JUTEAU	Minéralogie
Ch. BURGGRAF	Minéralogie	J. Cl. LAFON	Informat. Appliquée
H. BURNAGE	Mécan. des Fluides		

ASTRONOME ADJOINT : A. FLORSCH (Astronomie).

MAITRE DE CONFÉRENCES ADJOINT : J. SITTLER (Géologie).

MAITRES DE CONFÉRENCES ASSOCIÉS : C. DADE (Mathématiques) — Y. NAKATANI (Chimie) — H. UMEMURA (Mathématiques).

DIRECTEURS DE RECHERCHE C.N.R.S.

J. F. BIELLMANN	Chimie	J. MARCHAL	Physicochim. Macromoléc. l.	A. PORTE	Biologie Cellulaire
P. BOUVEROT	Physiol. Respiratoire	P. AMEYER	Mathématiques	P. REMPP	Physicochim. Macromol.
P. DEJOURS	Physiol. Respiratoire	A. J. P. MEYER	Physique	A. SKOULIOS	Physicochim. Macromol.
A. KNIPPER	Phys. Nucl. et Corpusc.	J. MEYER	Botanique	A. VEILLARD	Chimie Moléculaire
A. KOVACS	Physicochim. Macromol.	C. MIALHE	Physiologie	A. ZUKER	Physique Théorique

MAITRES DE RECHERCHE C.N.R.S.

J. Ch. ABBE	Physicochim. atomique et ionique	B. LOTZ	Physicochimie Macromoléculaire
P. ALBRECHT	chimie nucléaire	G. MAIRE	Chimie
F. BECK	Chimie	A. MALAN	Physiologie Respiratoire
G. BECK	Physique Nucléaire	E. MARCHAL	Physicochim. Moléculaire et Macromoléculaire
J. P. BECK	Biochimie	R. MORAND	Physique Nucléaire
R. BERTINI	Physiologie	Th. MULLER	Physique
M. BONHOMME	Physique Nucléaire	G. MUNSCHY	Physique
H. BRAUN	Géologie	M. NAUCIEL-BLOCH	Physique des Solides
M. C. CADEVILLE	Physique Corpusculaire	A. NICOLAIEFF	Virologie Végétale
H. CALLOT	Physique des Solides	M. PATY	Physique Corpusculaire
S. CANDAU	Chimie	R. PFIRSCH	Botanique
M. CHAMPAGNE	Physique	Cl. PICOT	Physicochimie Macromoléculaire
M. CHOUDHURY	Biophysique	P. POIX	Chimie
J. P. COFFIN	Physique du Globe	J. POUYET	Biophysique
A. CORET	Phys. Nucléaire et Corpusculaire	B. REES	Chimie
M. CROISSIAUX	Physique	P. REMY	Biochimie
Cl. DELLACHERIE	Physique Nucléaire	J. RINGEISSEN	Physique
D. DISDIER	Mathématiques	J. P. ROTH (s/Dir. Inst. de Rech.)	Physicochimie Macromoléculaire
J. DOUBINGER	Physique Nucléaire	F. SCHEIBLING	Spectrométrie Nucléaire
S. EL KOMOSS	Géologie	N. SCHULZ	Physique Nucléaire
M. FRANK-NEUMANN	Physique	C. SCHWAB	Physique
E. FRANTA	Chimie Organique	R. SELTZ	Physique Nucléaire
J. M. FRIEDT	Physicochimie Moléculaire	P. SIFFERT	Physique des Rayon. et Electronique Nucléaire
A. FRIDMANN	Physicochim. atomique et ionique	Cl. SITTLER	Géologie
Y. GALLOT	Physique Corpusculaire	Cl. STRAZIELLE	Physicochimie Macromoléculaire
Ph. GRAMAIN	Physicochimie Macromoléculaire	M. SUFFERT	Basses Energies
J. B. GRUN	Physicochimie Macromoléculaire	K. TRAORE	Physicochimie atomique et ionique
J. HERZ	Physique	R. VAROQUI	Physicochimie Macromoléculaire
J. HOFFMANN	Physicochimie Macromoléculaire	G. WALTER	Physique Nucléaire
G. KAUFMANN	Biologie Animale	Fr. WEBER	Géologie
B. KOCH	Chimie	J. P. WENIGER	Zoologie
P. LAURENT	Physiologie	J. WITZ	Biologie Cellulaire
Cl. LERAY	Physiol. comparée des régulations	R. WOLFF	Chimie
A. LLORET	Physiol. comparée des régulations	R. ZANA	Physicochimie Macromoléculaire
	Physique Corpusculaire	J. P. ZILLINGER	Physique

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
--------------------	---

CHAPITRE I - PROCEDURE EXPERIMENTALE

1.- Prise des photographies	5
2.- Dépouillement des clichés	5
3.- Mesure des événements	5
4.- Reconstruction géométrique	8
4.1. La "photo moyenne"	8
4.2. Paramétrisation des distorsions	12
4.3. Distribution des distances résiduelles	14
5.- Ajustement cinématique	14
5.1. Qualité de la mesure des traces	18
5.2. Distribution du carré de la masse manquante pour les hypothèses à quatre contraintes	20
6.- Partie finale du traitement des données	22
7.- Extraction des sections efficaces	25

CHAPITRE II - LA REACTION $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}p\pi^-$

1.- Echantillonnage	31
2.- Caractéristiques générales	32
3.- Variation des sections efficaces - Comparaison avec les réactions croisées	41
4.- Dissociation diffractive du neutron	42
4.1. Aspects généraux du mécanisme de dissociation diffractive	42
4.2. Tests de l'hypothèse de factorisation	50
4.3. Conservation de l'hélicité dans le canal s ou dans le canal t	53

CHAPITRE III - ANALYSE DIFFERENTIELLE EN ISOSPIN DES REACTIONS $\bar{p}N \rightarrow \bar{N}\pi N$ à 9 GeV/c

1.- Méthode d'analyse	55
2.- Procédure expérimentale	59
3.- Résultats expérimentaux	61
4.- Comparaison avec les résultats d'autres expériences	64

CHAPITRE IV - PRODUCTION DE 2π DANS LES REACTIONS $\bar{p}n$

1.- Sélection des événements appartenant aux réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{N}N\pi\pi$	72
1.1. La réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}p\pi^-\pi^0$	72
1.2. La réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{n}p\pi^-\pi^-$	72
1.3. La réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$	74
2.- Observation de l'effet d^* dans la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$	79
3.- Aspects généraux des réactions de production de 2π	91
3.1. Production de résonances	91
3.2. Production de double résonance Δ dans les interactions pN et $\bar{p}N$	95
3.3. Périphérisme des réactions	97
4.- Analyse en paramètre d'impact	101
4.1. Méthode de calcul de b_L	101
4.2. Résultats expérimentaux	104

CHAPITRE V - REACTIONS DE PRODUCTION COHERENTE ET D'ANNIHILATION

1.- Sélection des événements	107
1.1. La réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$	107
1.2. Les canaux $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-\pi^0$ et $\bar{p}d \rightarrow \bar{n}d\pi^+2\pi^-$	110
2.- Périphérisme et production de résonances. Variation des sections efficaces	110
2.1. La réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$	110
2.2. Les réactions $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-\pi^0$ et $\bar{p}d \rightarrow \bar{n}d\pi^+2\pi^-$	122
3.- Caractéristiques de dissociation diffractive du système $(\bar{p}\pi^+\pi^-)$	128
3.1. Analyse de la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ suivant l'espace de phase longitudinal	128
3.2. Comparaison des processus $\bar{p}d \rightarrow d(\bar{p}\pi^+\pi^-)$ et $\bar{p}p \rightarrow p(\bar{p}\pi^+\pi^-)$	131
3.3. Tests de conservation de l'hélicité	133
4.- Le phénomène d'annihilation	133

C O N C L U S I O N	141
---------------------------	-----

APPENDICE I	145
-------------------	-----

APPENDICE II	149
--------------------	-----

B i b l i o g r a p h i e	153
---------------------------------	-----

I N T R O D U C T I O N

La nature du phénomène d'interaction forte entre hadrons est, à ce jour, loin d'être entièrement comprise et expliquée. Certes, de nombreux modèles existent mais aucun n'est capable de décrire de façon satisfaisante toutes les caractéristiques observées expérimentalement. Il est vrai que cette tâche est ardue puisqu'elle consisterait à reproduire les résultats obtenus dans des expériences qui mettent en jeu la plus grande diversité de faisceaux et de cibles actuellement disponibles.

Parmi celles-ci, les réactions induites par des antiprotons présentent un intérêt original, puisque les réactions antiproton-nucléon peuvent donner lieu au phénomène d'annihilation. Cependant, alors que s'accumulent les données expérimentales sur les interactions antiproton-proton à des énergies de plus en plus élevées, il n'existe toujours que très peu de résultats relatifs aux interactions antiproton-neutron. L'utilisation d'un noyau de deutérium comme cible de neutron, en dépit de sa simplicité apparente, conduit à des difficultés qui compliquent l'extraction des données sur les interactions $\bar{p}n$. Ceci explique peut-être le nombre peu élevé d'expériences qui s'attachent à l'étude des interactions $\bar{p}d$.

L'intérêt majeur de l'étude des interactions antiproton-neutron réside dans le fait que ces dernières sont complémentaires des interactions antiproton-proton; en effet, la différence d'isospin de l'état initial ($I=0$, 1 pour $\bar{p}p$ et $I=1$ pour $\bar{p}n$) conduit à des états finals de charge différente.

Ce travail présente une étude des caractéristiques principales des interactions antiproton-deutérium à 9,2 GeV/c, obtenues à partir des événements à quatre branches visibles d'une expérience de chambre à bulles. Le premier chapitre résume la procédure d'ob-

tention des résultats expérimentaux. Nous y décrivons les différentes étapes du traitement des données et comparons la précision des mesures faites sur les deux types d'appareils utilisés. Le processus d'extraction des sections efficaces sur neutron est expliqué ainsi que le mode de résolution des diverses ambiguïtés.

Nous étudierons en détail, dans le second chapitre, les principales caractéristiques de la réaction de production d'un pion $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ ainsi que du sous-canal $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Lambda}^- p$. Nous comparerons les propriétés de ces processus avec celles des réactions croisées $pp \rightarrow pn\pi^+$ et $pp \rightarrow \Delta^{++}n$; le phénomène de dissociation diffractive du neutron sera également étudié.

Le troisième chapitre sera dévolu à une analyse différentielle en isospin des réactions $\bar{p}N \rightarrow \bar{N}\pi N$ à 9 GeV/c. Nous étudierons la variation des sections efficaces différentielles d'isospin ainsi que des termes d'interférence en fonction de différentes variables. Ces résultats seront comparés à ceux obtenus dans différentes études analogues et leur variation sera analysée en fonction, notamment, de l'impulsion incidente.

Dans le quatrième chapitre, nous analyserons la production de 2π par interaction $\bar{p}n$ dans les réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n\pi^+\pi^-$, $\bar{p}n \rightarrow \bar{n}p\pi^-\pi^-$ et $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-\pi^0$. La production de résonances sera étudiée; en particulier, nous comparerons la production de double résonance Δ dans les réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Lambda}\Delta$ avec celle obtenue dans les réactions $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Delta$ et $pN \rightarrow \Delta\Delta$.

Le Chapitre V contient l'analyse d'une classe d'interactions spécifiquement liées à la cible de deutérium, à savoir les réactions cohérentes. Dans ces processus du type $\bar{p}d \rightarrow dX$, l'interaction a lieu sur le deuton qui n'est pas brisé dans la réaction et conduit à un système X dans un état pur d'isospin 1/2. Nous étudierons la production de résonances ainsi que l'effet d^* lequel apparaît également dans le canal $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}pn\pi^+\pi^-$. Les caractéristiques

de dissociation diffractive du système $p\pi^+\pi^-$ seront analysées et comparées à celles obtenues sur hydrogène à la même impulsion incidente. Le phénomène d'annihilation $\bar{p}n$ ne sera que succinctement abordé, en raison de la faible statistique disponible dans le canal $\bar{p}n \rightarrow \pi^+ 2\pi^- \pi^0$.

CHAPITRE I

PROCEDURE EXPERIMENTALE

1.- PRISE DES PHOTOGRAPHIES

L'expérience a été réalisée au CERN à l'aide de la chambre à bulles de 2 mètres, remplie de deutérium. Les photographies, au nombre de 150000, ont été obtenues en 1970 lors de deux prises de données successives qui correspondent à deux périodes de fonctionnement de la chambre. Les antiprotons incidents étaient séparés à l'aide de trois cavités radiofréquences et avaient une impulsion moyenne de $9,2 \pm 0,1$ GeV/c.

2.- DEPOUILLEMENT DES CLICHES

Les photographies ont été dépouillées pour les événements à plus de deux branches visibles. Pour les événements à nombre pair de branches, nous avons exigé qu'une trace positive au moins s'arrête dans la chambre. Une fraction d'environ 25% du film a fait l'objet d'un second dépouillement indépendant; l'efficacité totale de dépouillement a été estimée à 97% pour les événements à quatre branches visibles qui font l'objet du présent travail.

Un certain nombre d'événements présentent au stade du dépouillement des particularités qui rendent impossible la mesure complète de ces événements. Les caractéristiques les plus fréquentes sont: trace stop trop courte, traces sortantes également trop courtes ou présentant une interaction secondaire trop près du vertex ou encore présence de traces faisceaux trop rapprochées de la trace incidente. Ces événements n'ont pas été mis en mesure mais ont été naturellement pris en compte dans le calcul des sections efficaces. Les événements caractérisés par la production évidente d'une particule étrange ont été individuellement relevés dans une catégorie distincte. La présence d'une paire e^+e^- , d'une étoile neutre ou d'une interaction secondaire a été également notée.

3.- MESURE DES EVENEMENTS

Pour les mesures, nous avons utilisé des appareils de type IEP ainsi qu'un HPD. Un IEP (Instrument pour l'Evaluation des Photographies) est un appareil manuel qui permet à un opérateur de mesurer les coordonnées de points sur une trace en examinant la vue à mesurer

en projection sur un écran. Le HPD (Hough-Powell Device) est un appareil semi-automatique où une photographie est balayée par un faisceau lumineux. Si la lumière transmise lors de l'exploration de cette photographie est inférieure à un certain seuil (essentiellement lors d'un passage par une bulle), les coordonnées du point considéré sont enregistrées et stockées sur bande magnétique (digitisation).

La prémesure des événements a été effectuée à Cleveland (Ohio). Cette opération a pour but de définir approximativement chaque trace. Pour ce faire, on mesure sur chaque vue deux marques fiducielles, le vertex et deux points par trace. Une attention particulière a été apportée aux traces s'arrêtant dans la chambre; en effet, il est souvent impossible, lors de la mesure au HPD, de déterminer avec précision les coordonnées du point d'arrêt, notamment dans le cas de traces courtes.

La mesure des événements a été réalisée à l'aide du HPD de Strasbourg. Après digitisation de la photographie par le HPD et à partir des points de prémesure, on définit le long de chaque trace une zone appelée "route" dans laquelle sont repérés les points de la trace. Cette opération, effectuée à l'aide du programme FILTRE, permet d'obtenir pour chaque vue mesurée les coordonnées d'une douzaine de marques fiducielles et de quinze points par trace, sauf pour les traces courtes. Les événements mal mesurés ou perdus le long de la chaîne de traitement ont été remesurés sur les IEPs de Strasbourg. Ces derniers, au nombre de quatre, sont en ligne avec un ordinateur PDP 11/20.

Dans le but de tester la qualité du HPD, nous étudierons dans les paragraphes suivants les principales caractéristiques des événements mesurés au HPD et nous les comparerons à celles des événements mesurés aux IEPs. La comparaison ne portera pas sur des échantillons identiques mais similaires. L'organigramme de la Figure 1.1 résume la chaîne de traitement des événements dans le Groupe de chambre à bulles.

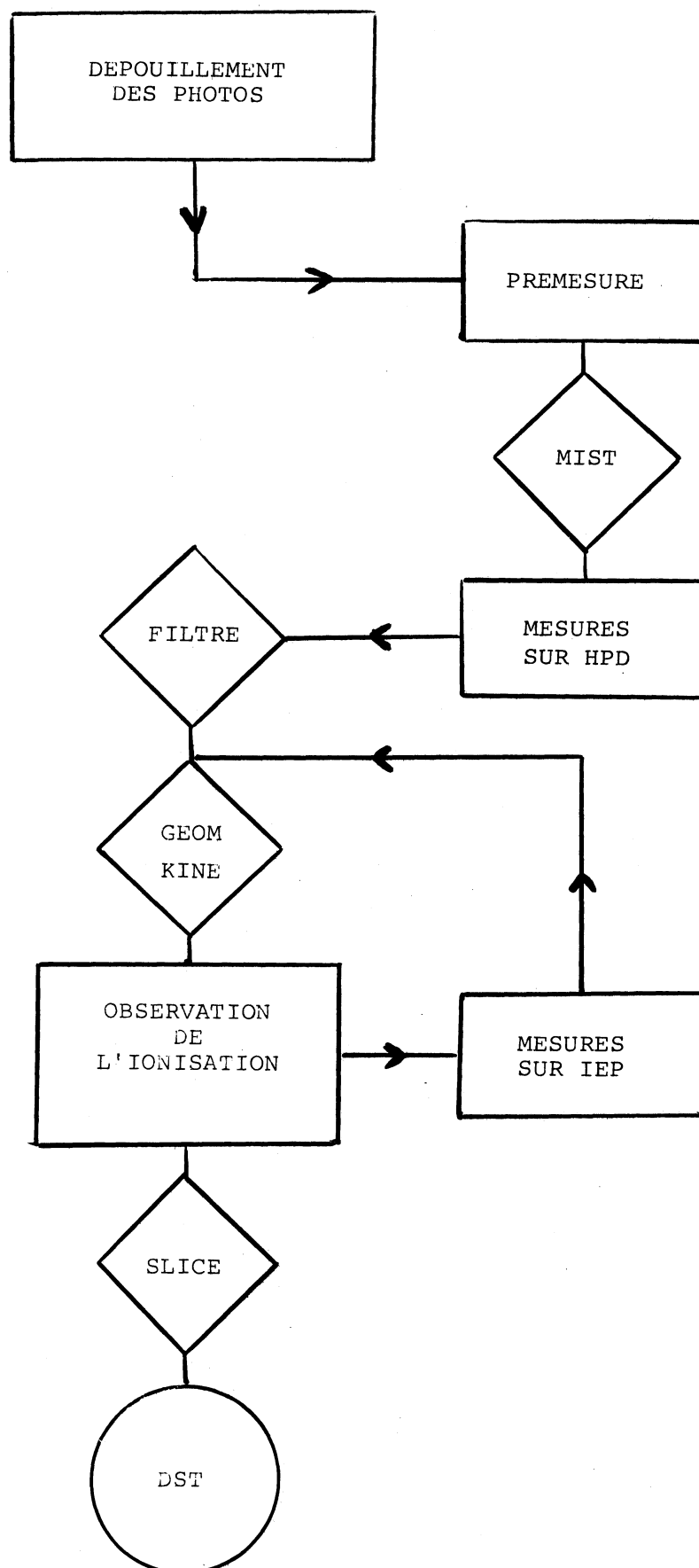


Figure 1.1 - Organigramme de la chaîne de traitements des mesures dans le Groupe CBH.

4.- RECONSTRUCTION GEOMETRIQUE

La version 1.00 [75/06/15] du programme GEOM a été utilisée pour la reconstruction géométrique des événements. Ce programme fait partie de la chaîne de traitement HYDRA⁽¹⁾ développée au CERN. Les principaux paramètres et constantes caractérisant les conditions propres à notre expérience sont fournis sous la forme de "titres". Parmi ceux-ci, un certain nombre de quantités sont générales, à savoir le champ magnétique, la relation parcours-énergie dans la chambre et l'épaisseur des différents hublots. En revanche, les quantités afférentes à l'optique dépendent fortement de l'appareil sur lequel est mesuré le film. Ces paramètres ont été déterminés pour le HPD ainsi que pour chacun des quatre IEPs, ceci pour chacune des deux périodes de fonctionnement de la chambre (appelées au CERN périodes 1004 et 1005). En effet, il est nécessaire de considérer les deux prises de photographies comme deux expériences indépendantes en raison des changements survenus, entre autres, dans la position des caméras et dans les angles d'entrée du faisceau dans la chambre. A l'aide du programme PYTHON⁽²⁾ et de la "photo moyenne" définie ci-dessous, nous avons calculé les paramètres optiques en nous servant de mesures de marques fiducielles sur le film, connaissant la position de ces marques sur les glaces de la chambre ainsi que l'épaisseur et l'indice de réfraction des différents milieux qui se trouvent entre une marque fiducielle et son image. Le programme PYTHON permet de reconstruire les marques fiducielles dans l'espace et donne également une idée de la qualité à la fois des mesures et des paramètres obtenus.

4.1. La "photo moyenne"

La "photo moyenne" permet de fournir au programme PYTHON les mesures des marques fiducielles convenablement expurgées des mesures considérées comme aberrantes. La procédure suivie consiste d'abord en la mesure sur un grand nombre de photographies de toutes les marques fiducielles visibles. Ces dernières, au nombre de 28, sont situées sur trois plans parallèles (Fig.1.2). La "photo moyenne" est obtenue de façon itérative en moyennant les mesures après avoir éliminé celles qui s'écartent trop d'une photographie

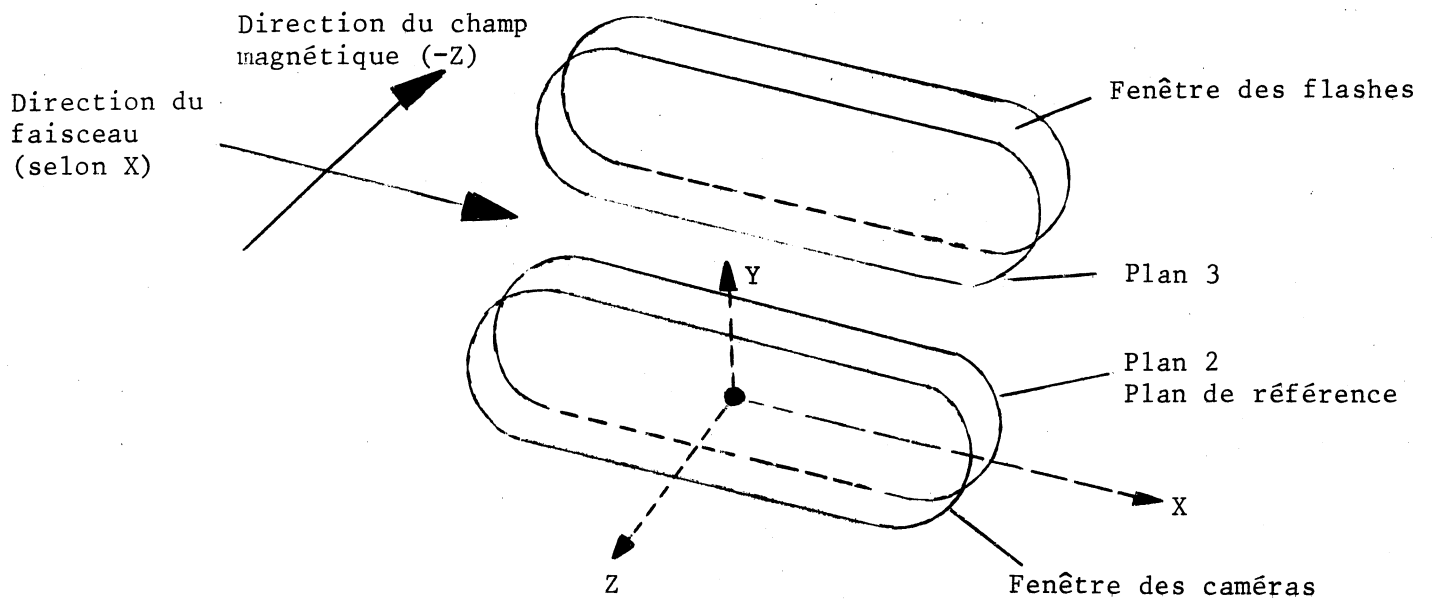


Figure 1.2 - Système de référence de la chambre à bulles

de référence . Cette dernière est définie, dans un premier stade, comme une photographie choisie au hasard. On rejette ensuite les vues sur lesquelles quatre marques fiducielles ou plus différent d'au moins quarante microns de cette photographie. Une nouvelle photographie de référence est obtenue en moyennant les vues bien mesurées. Les mesures restantes sont ensuite comparées à cette photographie avec une tolérance ramenée à trois écarts quadratiques moyens, et à nouveau moyennées. Cette opération permet d'obtenir une meilleure photographie de référence à laquelle nous comparons les mesures à nouveau dans la limite de trois écarts standard. Les bonnes mesures ainsi sélectionnées sont ensuite moyennées pour définir la "photo moyenne". Dans le système d'axes défini par la Figure 1.2 nous avons calculé les écarts Δx et Δy , en x et y, des mesures par rapport à la photo moyenne. Les distributions de Δx et Δy sont présentées en Figure 1.3 pour le HPD et le IEP4, pour la période 1005. L'unité utilisée vaut environ 2μ et est dénotée LC ("least count"). Ces distributions caractérisent la reproduction de mesure des marques fiducielles; leurs largeurs indiquent que les marques fiducielles sont obtenues avec une meilleure précision au HPD qu'aux IEPs. Cette précision peut également être caractérisée en examinant la déviation moyenne de la quantité Δr définie par: $\Delta r^2 = \Delta x^2 + \Delta y^2$. La Table 1.1 résume les valeurs des écarts quadratiques moyens des distributions de Δr , vue par vue et plan par plan.

Vue	H P D			I E P		
	plan 1	plan 2	plan 3	plan 1	plan 2	plan 3
1	1,34	0,85	1,19	6,34	1,69	2,03
2	1,37	1,08	1,37	6,80	1,80	2,11
3	1,36	0,89	1,40	8,34	1,80	2,08

TABLE 1.1

Ecarts quadratiques moyens des distributions de Δr pour la photo moyenne. Les différents plans sont définis sur la Figure 1.2.

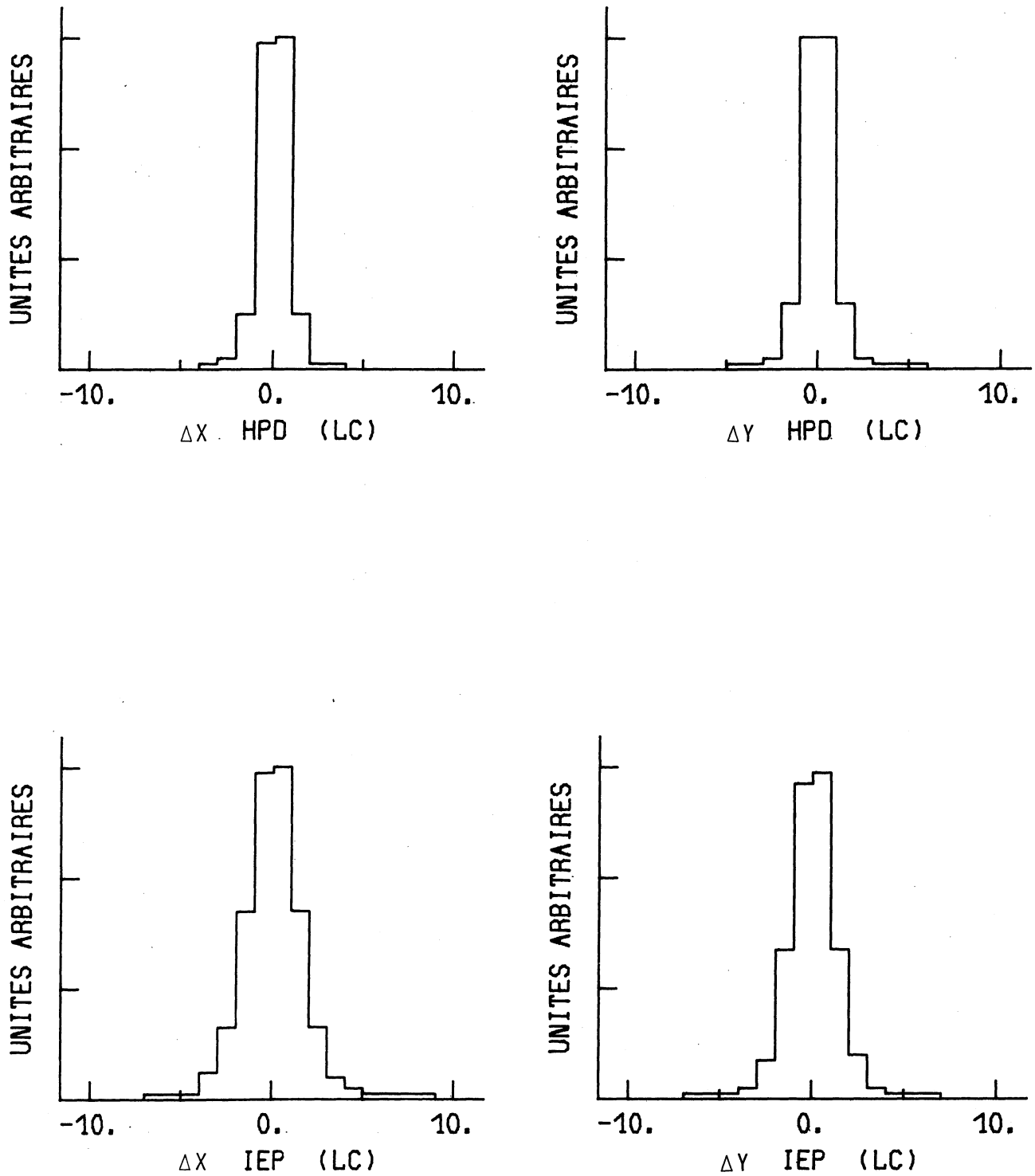


Figure 1.3 - Distribution des écarts par rapport à la photographie moyenne en x et y pour le HPD (haut) et le IEP (bas). L'unité LC est définie dans le texte. Ces distributions sont basées sur 172 et 58 événements, respectivement.

4.2. Paramétrisation des distorsions

Dans le but de vérifier que le HPD n'est pas à l'origine de distorsions systématiques, nous avons comparé, vue par vue, les photos moyennes obtenues au HPD et au IEP. Le système de référence est défini à l'aide des marques fiducielles du plan 2 (voir Fig.1.2). La Figure 1.4 représente les vecteurs reliant les positions des marques fiducielles de la photo moyenne du HPD à celles du IEP 4 pour la vue 2 (les vues 1 et 3 présentent une allure analogue). Chaque vecteur se termine par un numéro indiquant le plan sur lequel se trouve la marque fiducielle considérée. On ne constate aucune tendance systématique dans l'amplitude et l'orientation des vecteurs, ce qui permet de conclure que le HPD n'introduit pas de distorsions systématiques lors des mesures.

A partir de la photo moyenne et des mesures au télescope de marques fiducielles de références, on détermine un "titre de géométrie" à l'aide du programme PYTHON. Ce titre contient tous les paramètres optiques utiles ainsi que les coefficients de la transformation non linéaire qui corrige les distorsions dues aux lentilles et introduites par l'inclinaison du film. Les valeurs corrigées sont obtenues à partir des mesures faites sur le film par la transformation à 9 paramètres définie par :

$$\begin{aligned}x' &= x + a_1 x^2 + a_2 xy + a_3 y^2 + a_4 x^2 y + a_5 x r^2 \\y' &= y + a_6 x^2 + a_7 xy + a_8 y^2 + a_9 xy^2 + a_5 y r^2 \\ \text{où} \quad r^2 &= x^2 + y^2\end{aligned}$$

Les coefficients a_i sont déterminés en minimisant la somme des distances entre les points de coordonnées (x', y') résultant de cette transformation et les points obtenus en projetant à l'aide d'une optique parfaite les marques de la chambre sur le plan du film.

PLANE 1	MAX= 2.2	MEAN= 1.7
PLANE 2	MAX= 3.7	MEAN= 2.6
PLANE 3	MAX= 3.6	MEAN= 2.6

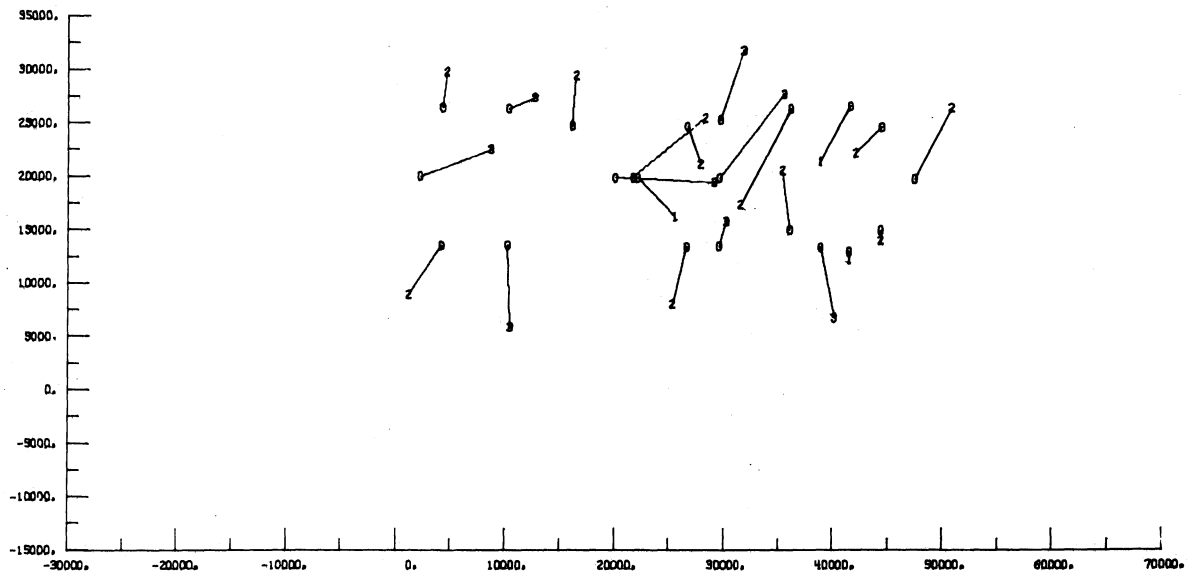


Figure 1.4 - Comparaison des photographies moyennes obtenues au HPD et au IEP. Les vecteurs relient les positions des marques fiducielles de la photo moyenne du HPD à celles des IEP (voir texte).

4.3. Distribution des distances résiduelles

La précision de la mesure est caractérisée par la distribution des quantités appelées généralement distances résiduelles. Les distances résiduelles des marques fiducielles sont déterminées en projetant les marques reconstruites sur les trois vues du film et en calculant les distances entre les marques mesurées et les points de projection. Les distributions des distances résiduelles des marques fiducielles sur le film sont présentées en Figure 1.5a pour le HPD et 1.5b pour les IEPs. Ces distributions présentent des maxima respectivement aux alentours de $2,5\mu$ et $3,5\mu$ tandis que les largeurs totales à mi-hauteur sont d'environ $2,5\mu$ pour le HPD et 4μ pour les IEPs.

A partir des points mesurés sur chaque trace (15 pour le HPD et 7 pour les IEPs), le programme GEOM reconstruit la trajectoire hélicoïdale de chaque particule. Suivant l'assignation des masses possibles pour cette trace, il calcule ensuite les trajectoires correspondant à chaque hypothèse de masse. Les distances résiduelles des traces sont calculées à partir de la trajectoire hélicoïdale et des points de mesure sur chaque vue. Les distributions des distances résiduelles des traces (Fig.1.6) ont des allures comparables pour le HPD et les IEPs. Dans les deux cas, la valeur moyenne de la distribution est de 6,5 microns et la largeur totale à mi-hauteur d'environ 5 microns. Ces résultats sont comparables à ceux obtenus au CERN en 1972 avec le HPD II et à Nimègue sur les PEPR 1 et 2^(3,4).

5.- AJUSTEMENT CINEMATIQUE

L'ajustement cinématique des événements est effectué à l'aide du programme du CERN KINE (version 2.03). Cet ajustement s'obtient par une méthode de moindres carrés en utilisant les valeurs mesurées de $1/P$, DIP et PHI, corrigées lors de l'assignation de masse. P désigne l'impulsion d'une particule, DIP l'angle d'enfoncement par rapport au plan xy et PHI l'angle d'émission par

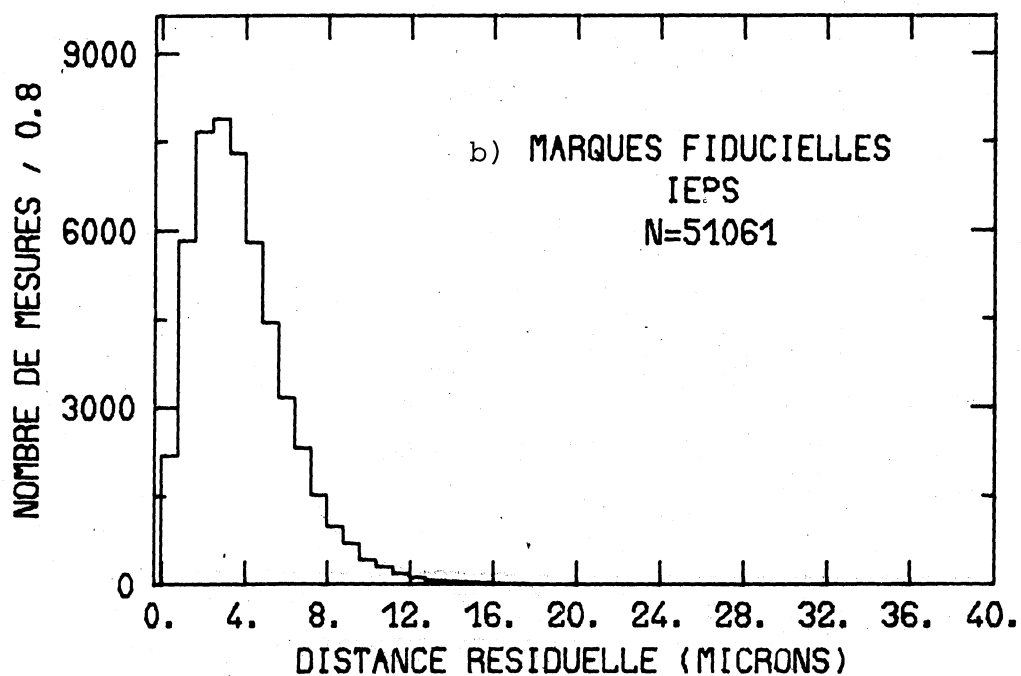
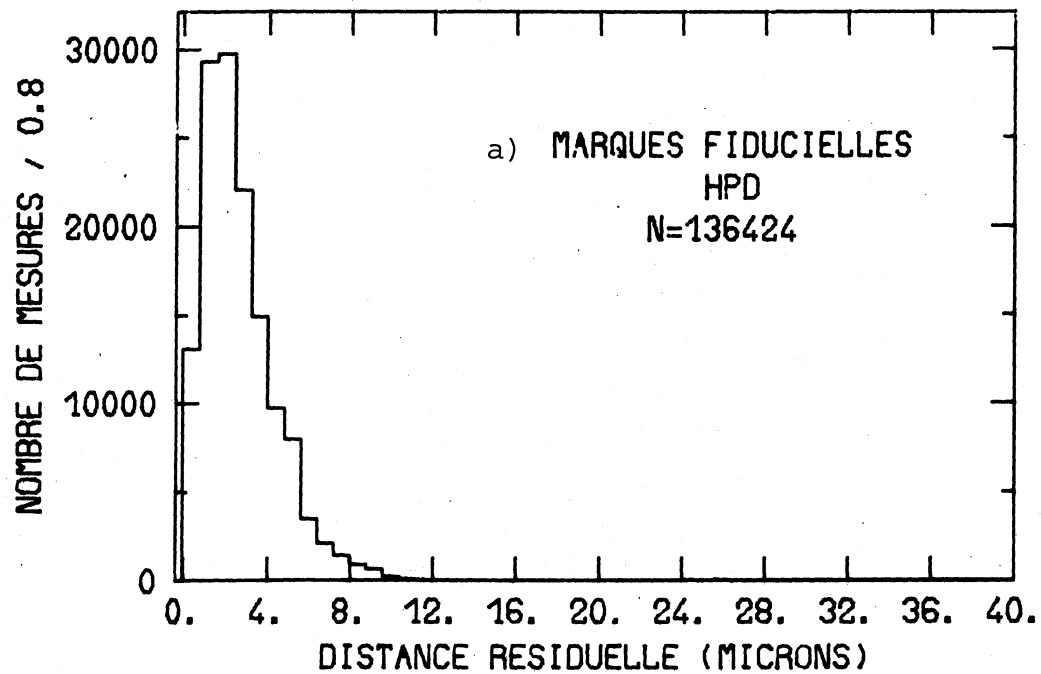


Figure 1.5 - Distributions des distances résiduelles des marques fiducielles.

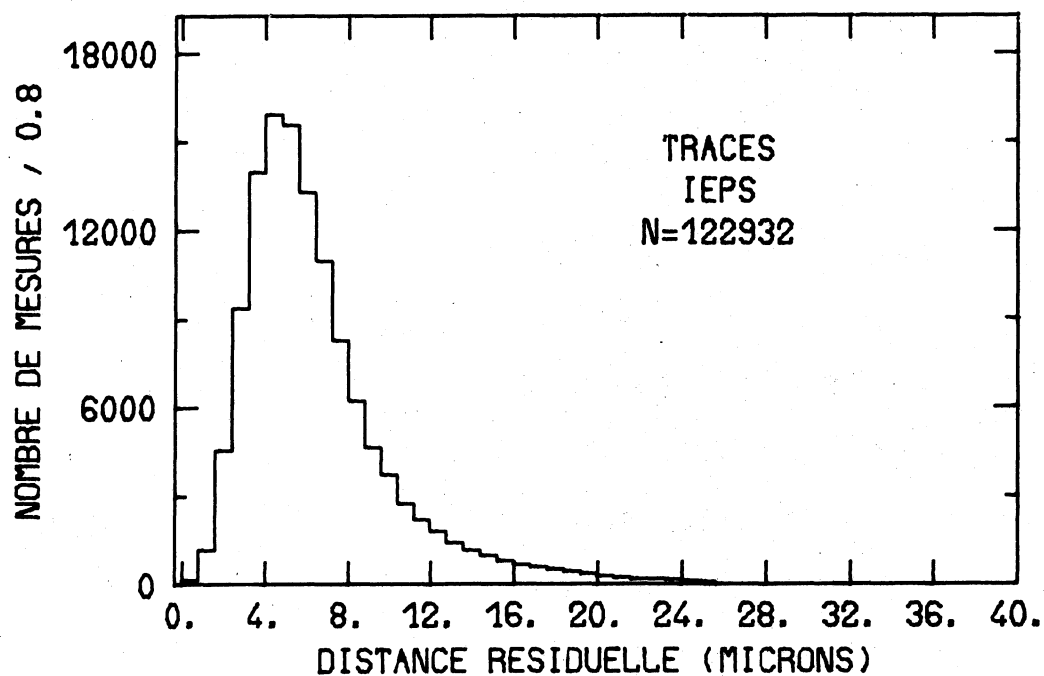
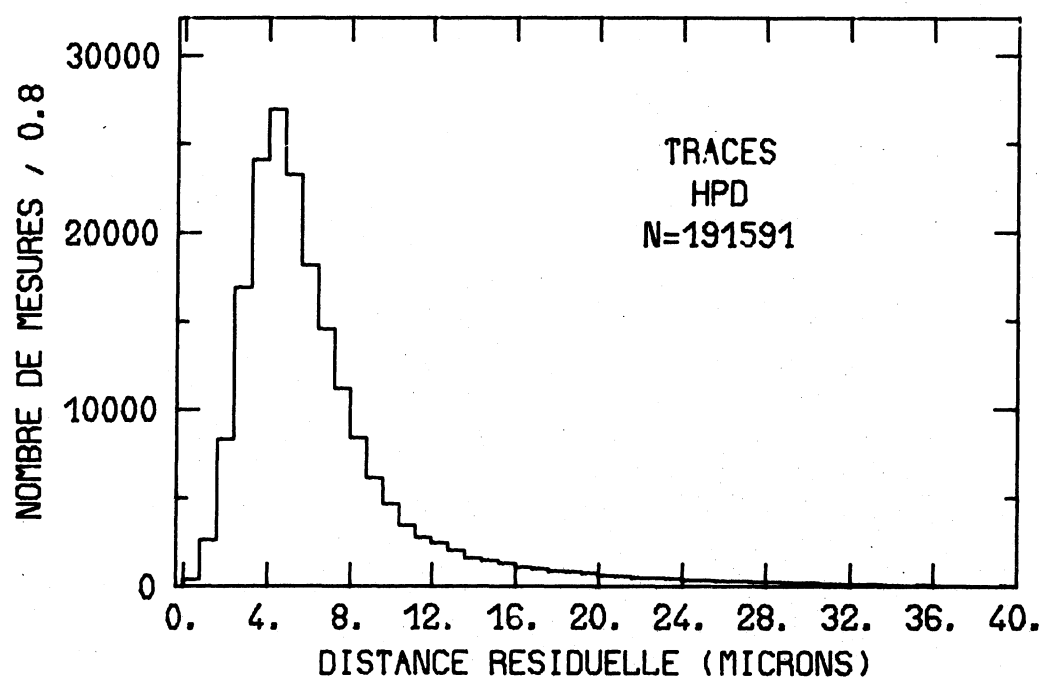


Figure 1.6 - Distributions des distances résiduelles des traces.

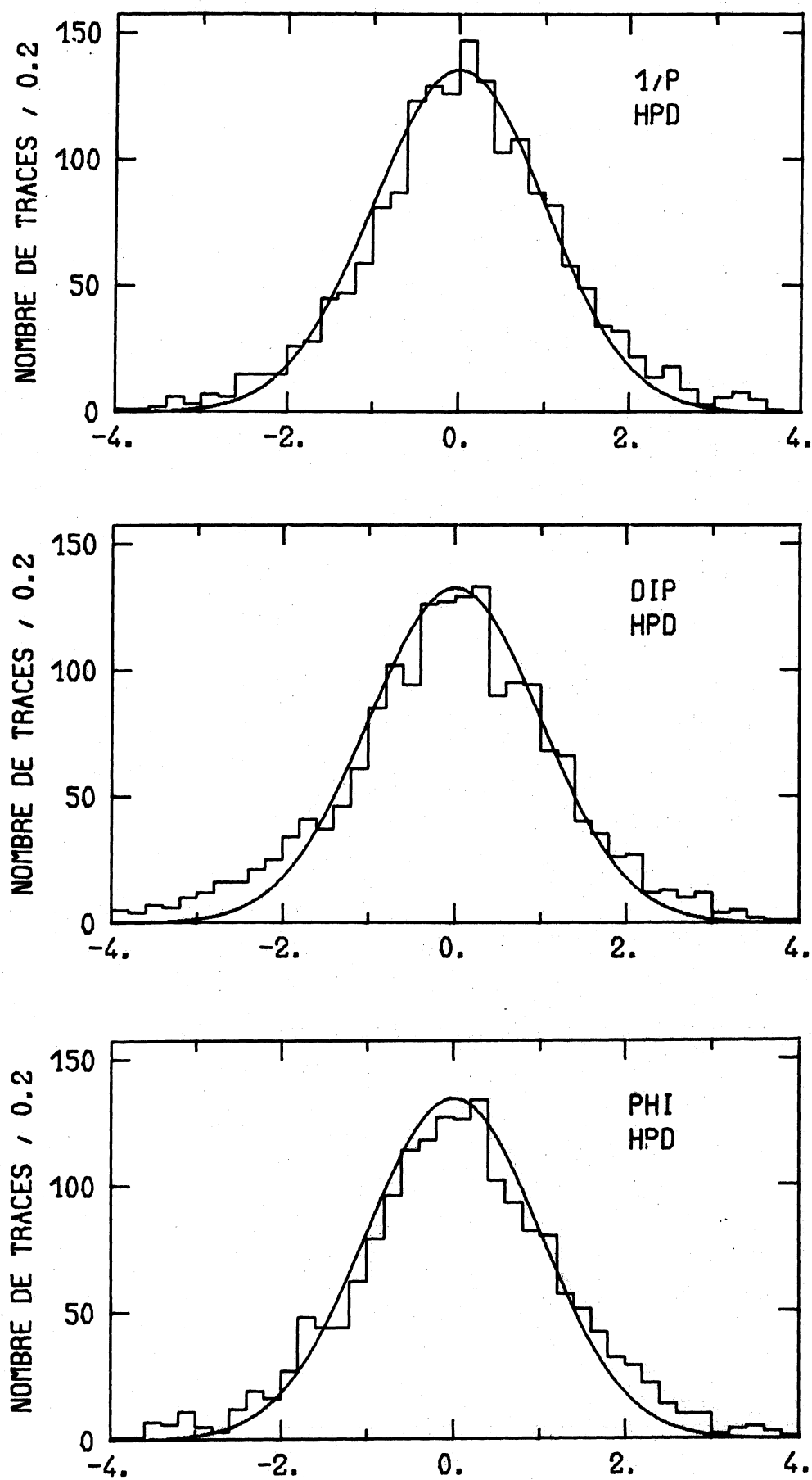


Figure 1.7 - Distributions des variables Q pour le HPD

rapport à la direction x, dans le système d'axes de la Figure 1.2. Lors de chaque itération, les erreurs sur les quantités mesurées ΔA_m se propagent sur les quantités ajustées A_f et lorsque la convergence est atteinte, on peut associer à chaque variable ajustée une erreur ΔA_f qui est fonction des valeurs mesurées et ajustées. Toutes ces quantités tiennent compte d'un paramètre général appelé erreur d'ajustement ("setting error"). L'erreur d'ajustement caractérise la précision avec laquelle un point sur une trace peut être mesuré sur le film. Cette erreur est légèrement différente pour chaque appareil de mesure; nous l'avons déterminée en examinant la probabilité de reconstruction des événements à quatre contraintes. Notons que la valeur moyenne de l'erreur d'ajustement - 80 μ - est égale à la largeur à mi-hauteur de la distribution des distances résiduelles des traces dans la chambre.

5.1. Qualité de la mesure des traces

La qualité de la mesure des traces peut s'estimer à partir de quantités ici dénotées Q et communément appelées "pulls". Pour chaque trace d'un événement ayant satisfait à un ajustement cinématique on définit la quantité Q associée à une variable A par la différence entre les valeurs de A mesurées et ajustées, normalisée par l'erreur sur cette différence :

$$Q = \frac{A_m - A_f}{\sqrt{(\Delta A_m)^2 - (\Delta A_f)^2}}$$

Dans cette expression m (f) dénote une quantité mesurée (ajustée)⁽⁵⁾.

Nous avons considéré les valeurs de Q pour les quantités 1/P, DIP et PHI. Lorsqu'il n'y a aucune erreur de mesure systématique et que les erreurs sur ces paramètres sont correctement estimées, les distributions des variables Q suivent une loi de Gauss normale. Les distributions de la variable Q pour 1/P, DIP et PHI, calculées pour toutes les traces sortantes des hypothèses à quatre contraintes, sont présentées respectivement en Figure 1.7 pour le

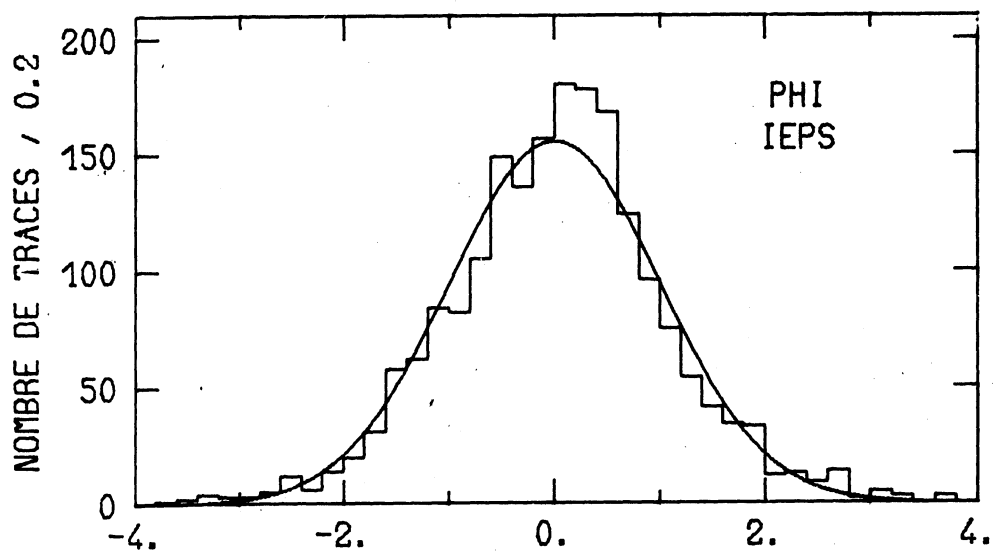
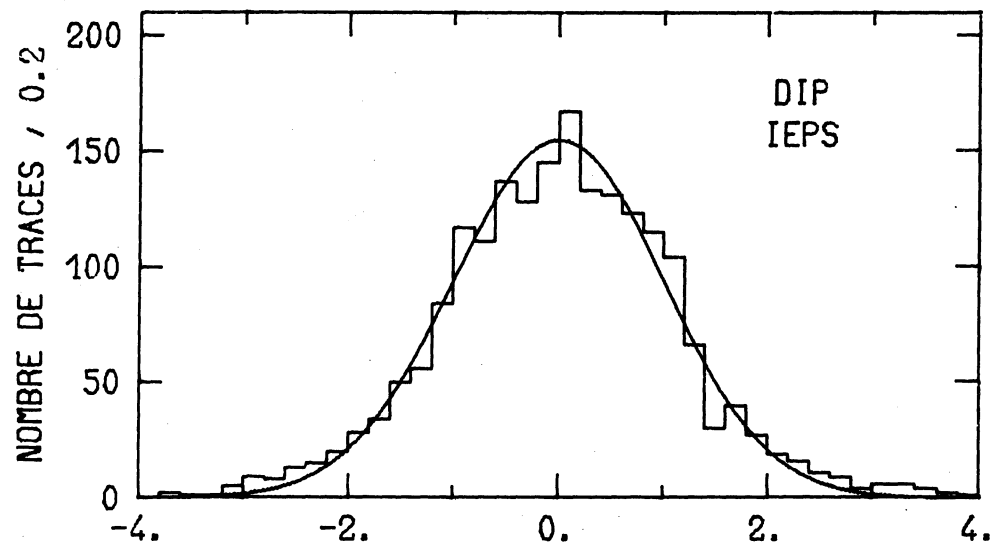
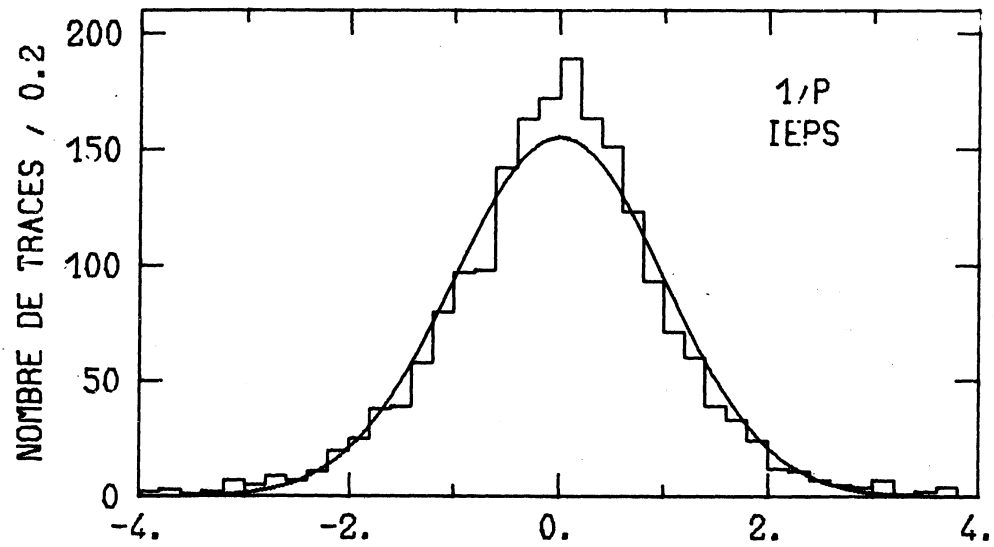


Figure 1.8 - Distributions des variables Q pour les IEPS

HPD et en Figure 1.8 pour les IEPs. Les courbes représentent des distributions de Gauss normales, normalisées au nombre de traces contenues dans chaque histogramme. Le bon accord entre les distributions et les courbes montre qu'il ne semble pas y avoir d'erreur systématique dans notre système de traitement des données et que les erreurs ont été correctement estimées.

5.2. Distributions du carré de la masse manquante pour les hypothèses à quatre contraintes

La précision de la mesure peut être particulièrement bien caractérisée par la distribution du carré de la masse manquante pour les hypothèses à quatre contraintes (MM^2). Cette quantité est définie par

$$MM^2 = (E_i - E_f)^2 - (\vec{P}_i - \vec{P}_f)^2$$

où E_i (E_f) désigne l'énergie totale de l'état initial (final) et \vec{P}_i (\vec{P}_f) l'impulsion totale de l'état initial (final).

Les réactions à quatre contraintes étudiées dans le présent travail sont $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p} p \pi^-$ (§II) et $\bar{p}d \rightarrow \bar{p} d \pi^+ \pi^-$ (§V) ; nous présentons en Figure 1.9. les distributions de MM^2 pour les événements appartenant à ces hypothèses et mesurés respectivement sur le HPD et les IEPs. Ces distributions ont des caractéristiques voisines comme l'indique la table suivante :

	Nombre d'événements	Valeur moyenne (GeV/c ²) ²	écart quadratique moyen (GeV/c ²) ²
HPD	854	-0,00192	0,00018
IEPs	391	-0,00132	0,00023

TABLE 1.2

Valeur moyenne et écart quadratique moyen des distributions du carré de la masse manquante pour les événements à quatre contraintes mesurés au HPD et aux IEPs.

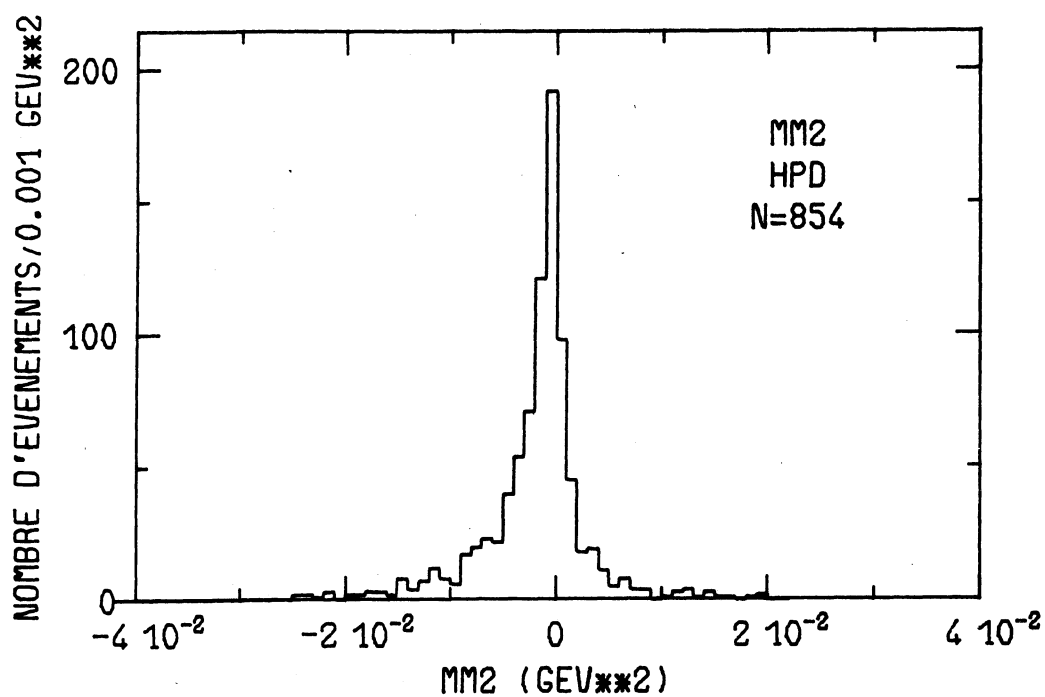
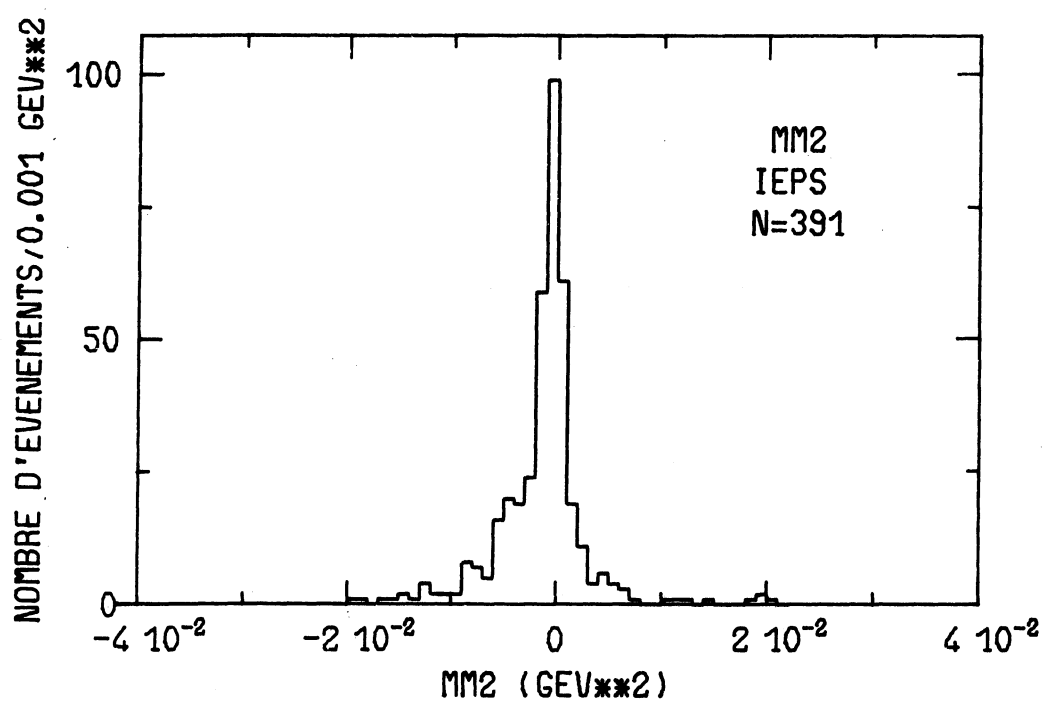


Figure 1.9 - Distribution du carré de la masse manquante pour les hypothèses à 4 contraintes.

Il apparaît néanmoins que la précision obtenue aux IEPs est légèrement meilleure que celle donnée par le HPD.

6.- PARTIE FINALE DU TRAITEMENT DES DONNEES

Après mesure au HPD et de même qu'après remesure éventuelle au IEP, les événements ont tous été examinés sur table par un physicien. Pour chaque hypothèse possible et pour chaque trace, la densité de bulles calculée par le programme de cinématique a été comparée à celle observée sur la table; nous avons pu ainsi éliminer un nombre important d'hypothèses et, dans la majorité des cas, résoudre l'ambiguïté entre π^+ et proton sur une trace positive lente.

L'absence dans la nouvelle chaîne de reconstruction des événements du CERN d'un programme remplissant les fonctions de SLICE nous a obligé à écrire complètement un programme équivalent. Le but de ce programme est de créer une bande résumé appelée DST (Data Summary Tape) qui contient toutes les informations physiques, relatives aux hypothèses retenues lors de l'examen de l'ionisation. Ce programme "SLICE" a été conçu de façon suffisamment générale pour être indépendant de la topologie de l'événement considéré; plusieurs formats d'écriture de DST ont été prévus, lesquels satisfont aux divers critères exigés par d'autres expériences actuellement analysées dans le Groupe.

En raison de la difficulté de distinguer entre un π et un K nous n'avons pas, dans un premier temps, assigné d'hypothèse de masse K sur les traces chargées. Pour les 6437 événements ayant donné au moins un ajustement cinématique, nous présentons en Table 1.3 le nombre d'événements candidats à chaque réaction étudiée dans le présent travail de façon unique ou ambiguë. Les ambiguïtés entre les différentes hypothèses retenues sont représentées en Table 1.4. Pour chaque événement, nous n'avons retenu que les deux hypothèses les plus probables, en privilégiant toutefois les ajustements à quatre contraintes. Dans le cas de deux hypothèses auto-ambiguës, le critère d'attribution - sauf mention particulière - a été également celui de la meilleure probabilité.

Réaction	Nombre d'événements	
	uniques	ambigus
$p_s \bar{p} p \pi^-$	657	276
$p_s \bar{p} \pi^- \pi^0$	708	918
$p_s \bar{p} n \pi^- \pi^-$	435	561
$p_s \bar{p} n \pi^+ \pi^-$	857	2698
$\bar{p} d \pi^+ \pi^-$	32	554
$\bar{p} d \pi^+ \pi^- \pi^0$	157	482
$\bar{n} d \pi^+ 2\pi^-$	163	36
$p_s \pi^+ 2\pi^-$	1	2
$p_s \pi^+ 2\pi^- \pi^0$	108	811

TABLE 1.3

Nombre d'événements uniques et ambigus

Dans un second stade, nous avons tenté d'ajuster les événements n'ayant pas donné d'ajustement pour les réactions de la Table 1.3 à l'aide d'hypothèses dans lesquelles une ou deux des particules chargées est un K. Ces événements ont été ensuite à nouveau examinés sur table par des physiciens. Il ressort de cette procédure que $(9 \pm 3)\%$ des événements disponibles sont caractérisés par la production d'un ou de deux mésons K chargés. En effet, ces événements donnent lieu à la production de particules étranges, soit en obéissant à un ajustement cinématique, soit en produisant une particule K chargée identifiée par son ionisation de façon sure.

	$p_s p \bar{p} \pi^-$	$p_s p \bar{p} \pi^- \pi^0$	$p_s p \bar{n} \pi^- \pi^-$	$p_s p \bar{n} \pi^- \pi^+$	$\bar{p} d \pi^+ \pi^-$	$\bar{p} d \pi^+ \pi^- \pi^0$	$\bar{n} d \pi^+ 2\pi^-$	$p_s \pi^+ 2\pi^-$	$p_s \pi^+ 2\pi^- \pi^0$
$p_s p \bar{p} \pi^-$	33	222	1	4					16
$p_s p \bar{p} \pi^- \pi^0$		159	286	207		4			41
$p_s p \bar{n} \pi^- \pi^-$				251		5			18
$p_s p \bar{n} \pi^+ \pi^-$				567	528	412	2		727
$\bar{p} d \pi^+ \pi^-$					16	9			1
$\bar{p} d \pi^+ \pi^- \pi^0$						18			3
$\bar{n} d \pi^+ 2\pi^-$						31			3
$p_s \pi^+ 2\pi^-$									2
$p_s \pi^+ 2\pi^- \pi^0$									

TABLE 1.4

Répartition des ambiguïtés

7.- EXTRACTION DES SECTIONS EFFICACES

Un des intérêts majeurs de notre expérience est d'obtenir des réactions ayant lieu sur neutron. Cependant l'extraction des sections efficaces $\bar{p}n$ n'est possible que si l'on dispose d'un modèle permettant d'extraire des informations sur neutron cible à partir des interactions obtenues sur deutérium. Pour ce faire, nous avons utilisé le modèle d'approximation d'impulsion proposé il y a vingt cinq ans⁽⁶⁾. Les conditions de validité de ce modèle peuvent se résumer de la manière suivante⁽⁹⁾ :

- i). la durée de l'interaction induite par l'antiproton ($\sim 0,3 \cdot 10^{-23}$ s) est courte comparée à la période du deuton ($\sim 2 \cdot 10^{-21}$ s),
- ii). la distance moyenne entre le proton et le neutron (4 fm) dans le noyau de deutérium est grande devant la portée de la force nucléaire (1,3 fm).

Dans cette optique, l'antiproton incident interagit avec l'un des deux nucléons du deuton tandis que le second nucléon - appelé spectateur - ne participe pas à la réaction. Le comportement du nucléon spectateur est décrit à l'aide de la fonction d'onde du noyau de deutérium $\Psi(r)$. En particulier, la distribution de l'impulsion du nucléon spectateur est donnée par $P(p) = p^2 |\phi(p)|^2$, où $\phi(p)$ est la fonction d'onde du deuton dans l'espace des impulsions, obtenue à partir de $\Psi(r)$ par transformation de Fourier; cette quantité est donc essentielle pour le calcul des sections efficaces. En effet, par suite du seuil inférieur de détection de la chambre à bulles (80 - 100 MeV/c) et du fait que nous n'avons sélectionné que des événements ayant un proton spectateur visible, une importante fraction ($\sim 2/3$) du spectre d'impulsion du proton spectateur doit être estimée à l'aide de la fonction $P(p)$. Il semblerait donc a priori que les sections efficaces de réactions sur neutron ainsi obtenues soient très fortement dépendantes du choix de la fonction d'onde utilisée pour décrire le deuton. En fait, les différentes fonctions d'onde plus ou moins sophistiquées existantes, comme celles de Gartenhaus - Moravcsik, McGee, Hamada - Johnston, etc⁽⁷⁾ ...

conduisent toutes à des résultats sensiblement voisins de ceux obtenus en utilisant la fonction d'onde de Hulthén⁽⁸⁾. En effet, nous avons considéré différentes fonctions d'onde proposées pour décrire le deutérium et calculé les diverses sections efficaces (σ_i) obtenues pour chacune d'elles à partir du spectre visible d'impulsion du proton spectateur ($p > 100$ MeV/c). Le rapport des sections efficaces obtenues à l'aide de la fonction de Hulthén (σ_H) à celles obtenues à l'aide d'autres fonctions d'onde (σ_i) est présenté en Table 1.5.

fonction d'onde	% d'événements ayant $p < 100$ MeV/c	$\frac{\sigma_H}{\sigma_i}$
Hulthén	80,61	1
Gartenhaus Moravcsik II	83,22	0,87
Gartenhaus Moravcsik III	83,06	0,87
Mac Gee	79,50	1,06

TABLE 1.5

Rapport des sections efficaces obtenues à l'aide de diverses fonctions d'onde du deutérium

Dans ce travail nous utiliserons la fonction de Hulthén qui présente l'avantage de la simplicité et - étant la plus communément utilisée - permet la comparaison de nos sections efficaces avec celles obtenues dans d'autres expériences.

Dans le modèle d'approximation d'impulsion, la distribution de l'angle d'émission du nucléon spectateur doit être isotrope; la distribution de $\cos\theta$ présentée en Figure 1.10 pour le proton spectateur de la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}p\pi^-$ présente bien l'allure plate

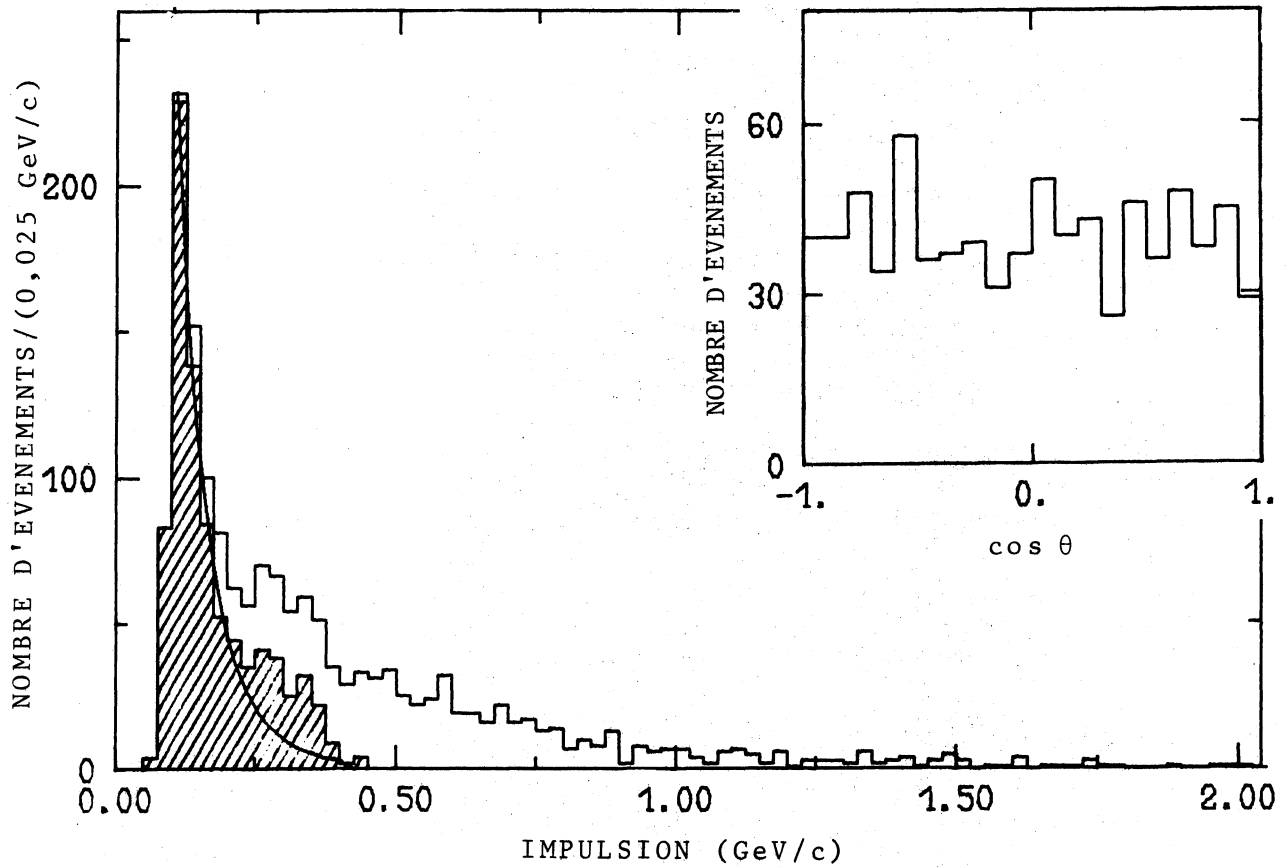


Figure 1.10 - Distribution de l'impulsion dans le système du laboratoire des deux protons de la réaction $\bar{p}d \rightarrow p p \bar{p} \pi^-$. L'histogramme hachuré correspond au proton spectateur. La courbe est déduite de la fonction d'onde de Hulthén. L'encarté représente la distribution angulaire du proton spectateur.

attendue. On note également sur cette figure que la distribution d'impulsion du proton spectateur (p_s) est en bon accord avec les prédictions de la fonction de Hulthén dans la région $0,1 < p_s \leq 0,25$ GeV/c tandis qu'un excès d'événements est visible pour $p_s > 0,25$ GeV/c. Cet effet n'est pas particulier à notre expérience et a été observé dans pratiquement toutes les expériences mettant en jeu un noyau de deutérium en tant que cible ou que faisceau. Le modèle d'approximation d'impulsion ne rend donc compte qu'imparfaitement des caractéristiques expérimentales et, dans la mesure où il néglige un certain nombre d'effets ⁽⁹⁾, ne peut être considéré que comme donnant une image simplifiée des faits observés.

La section efficace d'un canal de réaction a été calculée à l'aide de la relation

$$\sigma = \frac{1}{D N_{inc} L n} N_{corr}$$

D désignant le facteur correctif pour l'atténuation du faisceau :

$$D = \frac{1 - e^{-\sigma_T L n}}{L \sigma_T n}$$

L représente la longueur d'une trace dans tout le volume fiduciel utilisé, N_{inc} le nombre d'antiprotons incidents, σ_T la section efficace totale $\bar{p}d$ et n le nombre de noyaux de deutérium cible par cm^3 ; n est donné par $n = N \rho / A \cdot 10^{27}$ où ρ désigne la masse volumique et A la masse atomique du deutérium, N représentant le nombre d'Avogadro. Les valeurs numériques utilisées sont résumées en Table 1.6. N_{corr} dénote le nombre d'événements observés dans le canal de réaction étudiée, corrigé pour tenir compte des diverses causes de pertes; la correction la plus importante étant celle discutée précédemment, qui estime la partie du spectre d'impulsion du proton spectateur non détectée.

Nombre de photographies dépouillées	125 316
Nombre total d'antiprotons incidents	1 151 704
Longueur de trace dans le volume fiduciel	$100,03 \pm 0,01$ cm
Masse volumique du deutérium liquide	$142,3 \pm 0,1$ kg/m ³
Section efficace $\bar{p}d$ totale	$100,0 \pm 1,8$ mb
Masse atomique du deutérium	2,0147 g

TABLE 1.6

Paramètres utilisés pour le calcul des sections efficaces

Les sections efficaces des divers canaux de réactions présentés dans ce travail ont été estimées en considérant un volume fiduciel restreint au milieu de la chambre défini par $-50 < x < 50$ cm. La longueur L parcourue par un antiproton a été calculée en tenant compte du champ magnétique moyen (17,4 Kgauss) et des angles azimutaux de la trace incidente aux points d'abscisse $x = \pm 50$ cm. Le nombre de traces incidentes a été déterminé à partir d'un comptage de toutes les traces incidentes, effectué toutes les dix photographies. Le comptage des traces ayant eu lieu à l'entrée de la chambre, nous avons tenu compte des interactions survenant dans la région de la chambre en aval de la limite inférieure du volume fiduciel restreint.

Le faisceau d'antiprotons du CERN U5 utilisé pour notre expérience est pollué essentiellement par des μ^- et des π^- . Dans le but de déterminer cette contamination, un certain nombre de photographies ont été prises lors de la réalisation de l'expérience, avec les séparateurs radiofréquence éteints. Sur ces photographies, nous avons compté le nombre de traces incidentes ainsi que le

nombre d'interactions observées. En effet, si nous supposons que le nombre de μ^- et de π^- entrant dans la chambre est indépendant du fait que les séparateurs radiofréquences soient allumés ou non, ce comptage permet de déterminer la contamination. Nous avons ainsi obtenu une estimation de la pollution en $(\mu^- + \pi^-)$ égale à $(8 \pm 1)\%$. A priori, il serait possible d'obtenir les taux de contamination respectifs de μ^- et π^- en dénombrant les interactions observées sur ces photographies. Cependant, en raison du faible nombre de photographies disponibles, une telle détermination n'a pas été possible.

La section efficace totale $\bar{p}d$ σ_T n'a pas été déterminée directement dans notre expérience; en effet, un très grand nombre d'événements à une branche provenant d'une diffusion élastique sont très difficiles à détecter. Nous avons donc utilisé les données obtenues dans une expérience de compteurs et effectué une interpolation à l'aide d'une fonction du type $\sigma_T \propto P_{inc}^{-n}$ (P_{inc} étant l'impulsion de l'antiproton incident). L'erreur sur la valeur obtenue provient du fait que peu de résultats expérimentaux existent dans la gamme d'impulsion où se place notre expérience. La sensibilité de notre expérience est de 3,9 événements par microbarn.

CHAPITRE II

LA REACTION $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p} p \pi^-$

1.- ECHANTILLONNAGE

Parmi les 933 événements candidats à la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p} \pi^-$ (Table 1.2), 276 le sont de façon ambiguë; comme cette ambiguïté a toujours lieu avec une hypothèse à une contrainte, tous les événements candidats ont été attribués à la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p} \pi^-$. L'ambiguïté entre l'antiproton et le π^- sortant affecte 4% des événements candidats; pour ces événements, l'hypothèse la plus probable a été retenue. En ne gardant que les événements dont la probabilité de χ^2 est supérieure à 1% et dont le carré de la masse manquante n'est pas trop éloigné de la valeur attendue, nous obtenons un échantillon de 801 événements correspondant à la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p} \pi^-$.

Ce processus est caractérisé par la présence de deux protons lents dans l'état final [Notons que dans 25% des cas, le proton non spectateur s'arrête également dans la chambre]. La Figure 1.10 présente la distribution d'impulsion des deux protons dans le système du laboratoire. La partie hachurée représente le spectre d'impulsion du proton spectateur (p_s), défini comme étant le proton dont l'impulsion ajustée est la plus petite dans le système du laboratoire. Nous avons corrigé cette distribution pour tenir compte des pertes dues aux traces courtes qui n'ont pas été relevées au dépouillement. Toutefois, cette correction n'a été appliquée que sur les événements ayant $p_s > 0,1$ GeV/c. En effet, dans le domaine $p_s < 0,1$ GeV/c, les pertes sont trop importantes pour pouvoir être estimées. Nous avons donc évalué le nombre d'événements non détectés à l'aide de la méthode basée sur la fonction d'onde du deutérium décrite au chapitre précédent. La courbe sur la Figure 1.10 est déduite de la fonction d'onde de Hulthén et est normalisée au nombre d'événements dans la région 0,10 - 0,45 GeV/c.

La distribution angulaire du proton spectateur par rapport à la distribution de l'antiproton incident (Fig.1.10) présente l'allure plate prédite par le modèle d'approximation d'impulsion.

2.- CARACTERISTIQUES GENERALES

Dans le but d'étudier le caractère périphérique de la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$, nous présentons en Figure 2.1 le diagramme de Van Hove à trois corps correspondant à cette réaction. On observe que l'antiproton est produit très en avant dans le système du centre de masse $\bar{p}n$ tandis que le proton est émis dans l'hémisphère arrière; le π^- est obtenu de façon plus centrale et plutôt symétrique dans les deux hémisphères. Le périphérisme de la réaction est également mis en évidence en Figure 2.1 par le diagramme du quadrimoment de transfert entre l'antiproton initial et final $|t_{\bar{p}}|$ en fonction du quadrimoment de transfert entre le neutron incident et le proton sortant $|t_n|$. Les projections de ce diagramme présentent chacune une allure exponentielle et ont été ajustées par une fonction de type $\exp(-b_1|t_{\bar{p}}|)$ et $\exp(-b_2|t_n|)$. Les valeurs des pentes sont reportées en Table 2.1, laquelle résume également les valeurs obtenues à d'autres impulsions incidentes. Ces pentes sont sensiblement constantes pour $P_{inc} < 9$ GeV/c et augmentent ensuite très fortement avec l'impulsion incidente. Il serait intéressant de disposer de résultats dans un domaine d'impulsion supérieure à 10 GeV/c afin d'étudier cette soudaine variation du périphérisme de la réaction.

impulsion incidente (GeV/c)	b_1 (GeV/c) ⁻²	intervalle d'ajustement (GeV/c) ²	b_2 (GeV/c) ⁻²	intervalle d'ajustement (GeV/c) ²
4,7	4,7 ± 0,7	0,08 - 0,48	3,9 ± 1,5	0,08 - 0,36
5,55	4,4 ± 0,4	0,02 - 0,52	4,0 ± 0,4	0,07 - 0,62
7,0	—	—	4,5 ± 0,3	0,05 - 0,50
9,2	4,6 ± 0,3	0,0 - 0,50	4,2 ± 0,3	0,05 - 0,50
14,6	8,4 ± 1,5	0,0 - 0,20	7,5 ± 2,0	0,10 - 0,30

TABLE 2.1

Résultats de l'ajustement par une fonction exponentielle des distributions des quadrimoments de transfert $t_{\bar{p}}$ et t_n .

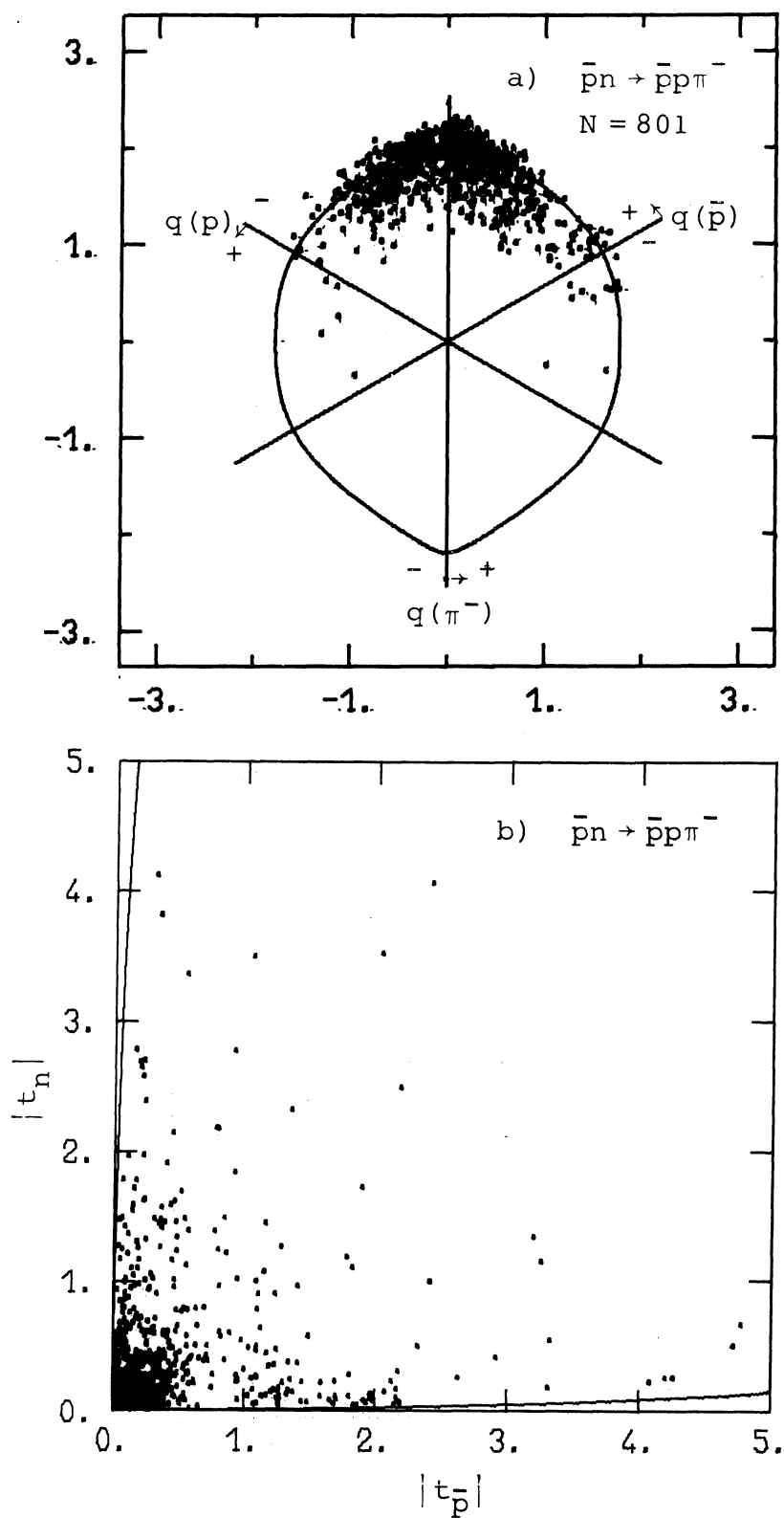


Figure 2.1 - a) Diagramme de Van Hove pour la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$.
b) Diagramme des quadrimoments de transfert entre antinucléons ($|t_{\bar{p}}|$) et nucléons ($|t_n|$). La courbe représente la limite cinématique.

Afin de mettre en évidence la production de résonance dans l'état final, nous présentons en Figure 2.2d le diagramme de Dalitz représentant $M^2(\bar{p}\pi^-)$ en fonction de $M^2(p\pi^-)$, où $M(a\ b)$ désigne la masse effective des particules a et b. Nous observons une très forte accumulation dans le système de masse effective $M(\bar{p}\pi^-)$ à la masse de la résonance $\bar{\Delta}^{--}(1236)$; il semble y avoir également deux indications vers $M(\bar{p}\pi^-) \sim 1,9\text{ GeV}/c^2$ et $M(\bar{p}\pi^-) \sim 2,4\text{ GeV}/c^2$. On constate aussi sur ce diagramme la présence d'une bande horizontale plutôt large correspondant à de faibles valeurs de masse effective $M(p\pi^-)$. Le contour du diagramme est calculé en supposant que le neutron est au repos dans le système du laboratoire. La distribution de masse effective $M(\bar{p}\pi^-)$ est représentée en Figure 2.3. Nous avons essayé de reproduire cette distribution à l'aide d'une fonction formée d'un mélange incohérent d'espace de phase périphérique et de trois fonctions de Breit-Wigner correspondant aux résonances $\bar{\Delta}(1236)$, $\bar{\Delta}(1910)$ et $\bar{\Delta}(2440)$. L'espace de phase périphérique a été obtenu par une méthode de Monte Carlo en pondérant chaque événement par un facteur $\exp(-b_1|t_p|) \times \exp(-b_2|t_n|)$, conformément à la Table 2.1. L'ajustement semble assez bien reproduire les effets observés; néanmoins, la faible statistique dans la région de masse effective supérieure à $1,6\text{ GeV}/c^2$ ne nous permettra pas d'étudier davantage les signaux dus aux résonances $\bar{\Delta}(1910)$ et $\bar{\Delta}(2440)$. Dans la suite de ce travail, $\bar{\Delta}^{--}$ désignera donc uniquement la résonance $\bar{\Delta}^{--}(1236)$.

Le mouvement de Fermi du neutron dans le deutérium introduit une large dispersion du spectre de l'énergie \sqrt{s} disponible dans le système du centre de masse $\bar{p}n$. Dans le but de réduire l'influence de cet effet, nous avons partagé la distribution de \sqrt{s} en trois bandes de population sensiblement équivalentes. Nous présentons en Figure 2.2a,b,c les diagrammes de Dalitz obtenus pour chacune de ces trois bandes définies respectivement par $\sqrt{s} < 4,24\text{ GeV}$, $4,24 < \sqrt{s} < 4,44\text{ GeV}$ et $\sqrt{s} > 4,44\text{ GeV}$. Il apparaît que, lorsque \sqrt{s} croît, le taux de production de la résonance $\bar{\Delta}^{--}(1236)$ - définie par $1,16 < M(\bar{p}\pi^-) < 1,32\text{ GeV}/c^2$ - décroît pour les trois bandes de \sqrt{s} considérées de $(39 \pm 4)\%$ à $(30 \pm 4)\%$ et à $(26 \pm 5)\%$ respectivement. Notons également que le nombre d'événements correspondant simultanément à la résonance $\bar{\Delta}^{--}(1236)$ et à la région de faibles masses

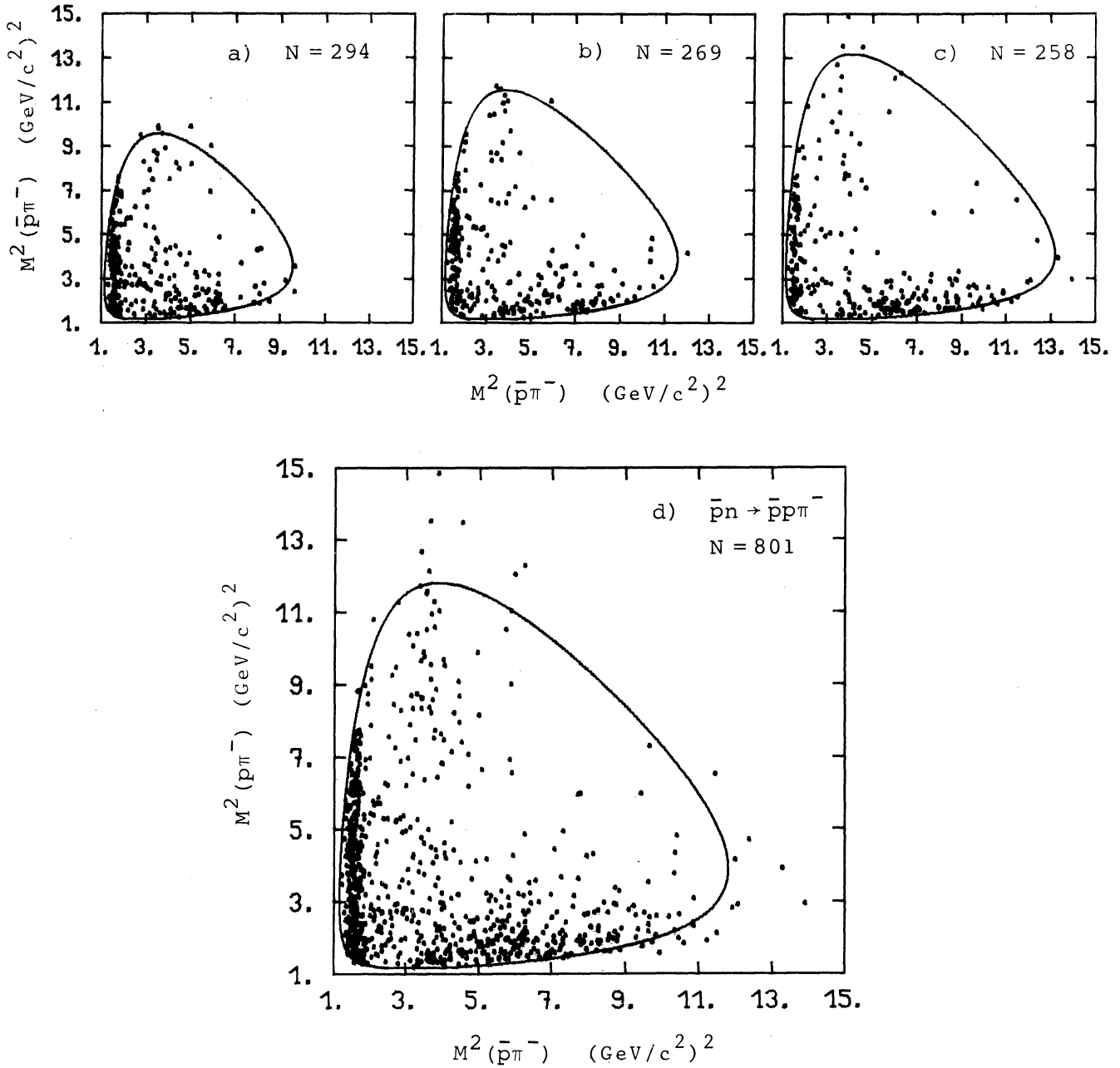


Figure 2.2 - Diagrammes de Dalitz pour tous les événements appartenant à la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ (d) ainsi que pour trois bandes de \sqrt{s} (a,b,c). Les contours sont calculés à partir de la valeur moyenne de \sqrt{s} dans chaque bande.

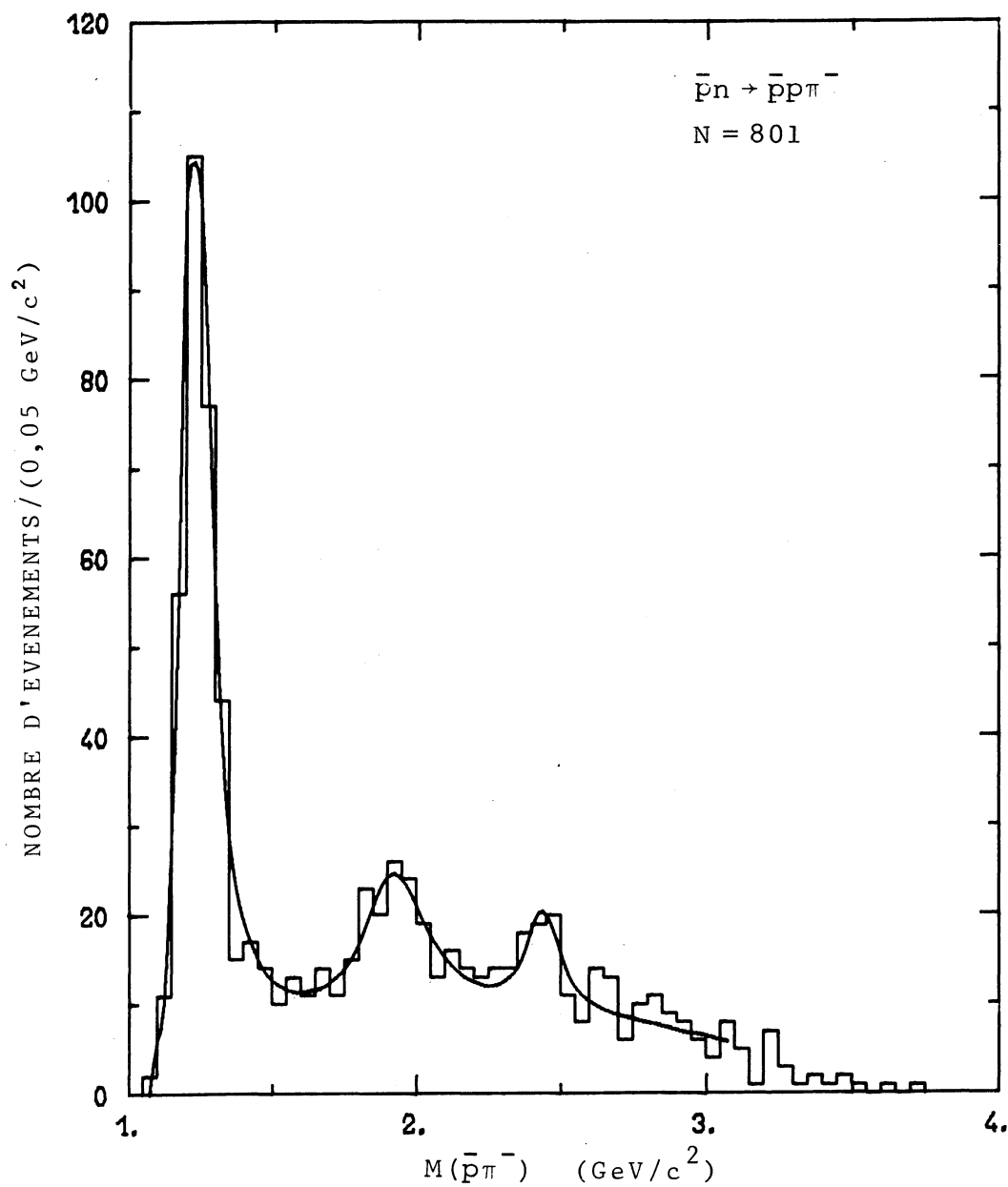


Figure 2.3 - Distribution de la masse effective $M(\bar{p}\pi^-)$. La courbe est le résultat de l'ajustement de trois fonctions de Breit-Wigner et d'un fond périphérique décrit dans le texte.

effectives $M(p\pi^-)$ diminue lorsque \sqrt{s} augmente. A 14,6 GeV/c, la collaboration Rutgers - Stevens - Strasbourg⁽¹⁷⁾ observe également un fort dépeuplement de cette zone de recouvrement.

Les distributions angulaires de désintégration de la résonance $\bar{\Delta}^{--}(1236)$ dans le système de Gottfried - Jackson sont présentées en Figure 2.4. De même qu'à 5,55 GeV/c⁽¹⁵⁾, l'asymétrie observée dans la distribution de $\cos\theta_{GJ}$ peut être expliquée par le bruit de fond dû aux événements ayant $1,16 < M(\bar{p}\pi^-) < 1,32$ GeV/c² et n'appartenant pas à la résonance $\bar{\Delta}^{--}(1236)$. Par la méthode des moments, nous avons calculé les éléments de matrice densité de la résonance $\bar{\Delta}^{--}(1236)$ et obtenu $\rho_{33} = 0,14 \pm 0,04$; $\text{Re } \rho_{3,-1} = 0,06 \pm 0,03$ et $\text{Re } \rho_{3,1} = -0,03 \pm 0,03$. Dans un modèle d'échange d'un pion, ces éléments devraient être tous nuls⁽¹⁸⁾. Remarquons toutefois que les éléments de matrice densité peuvent prendre des valeurs différentes de zéro lorsque le phénomène d'absorption accompagne l'échange d'un pion. Il a été démontré⁽¹⁹⁾ que les éléments de la matrice densité satisfont à des relations de positivité plus restrictives que les conditions habituelles d'orthogonalité et de normalisation et qui limitent le domaine de variation de ces éléments. Ceci est illustré en Figure 2.5 qui représente un diagramme de ρ_{33} en fonction de $\text{Re } \rho_{3,1}$ et de $\text{Re } \rho_{3,-1}$ pour la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$ ainsi que pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{\Delta}^{--}d\pi^+$ (§V). Nous incluons également les résultats obtenus dans les réactions $pp \rightarrow \Delta^{++}n$ entre 5 et 10 GeV/c⁽²⁰⁾ et $pd \rightarrow \Delta^{++}d\pi^-$ (21-24). On observe que les points se placent de façon satisfaisante dans le domaine de positivité.

La distribution de la masse effective $\bar{p}p$ est présentée en Figure 2.6. L'histogramme hachuré correspond à l'échantillon obtenu en excluant les événements dans la résonance $\bar{\Delta}^{--}(1236)$. Les courbes en trait plein et en pointillé représentent les prédictions de l'espace de phase périphérique décrit précédemment. Ces courbes ne reproduisent pas les données expérimentales de façon satisfaisante; cependant, il ne semble pas y avoir de pic étroit analogue à celui observé à 5,55 GeV/c⁽²⁵⁾.

$\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$

N = 252

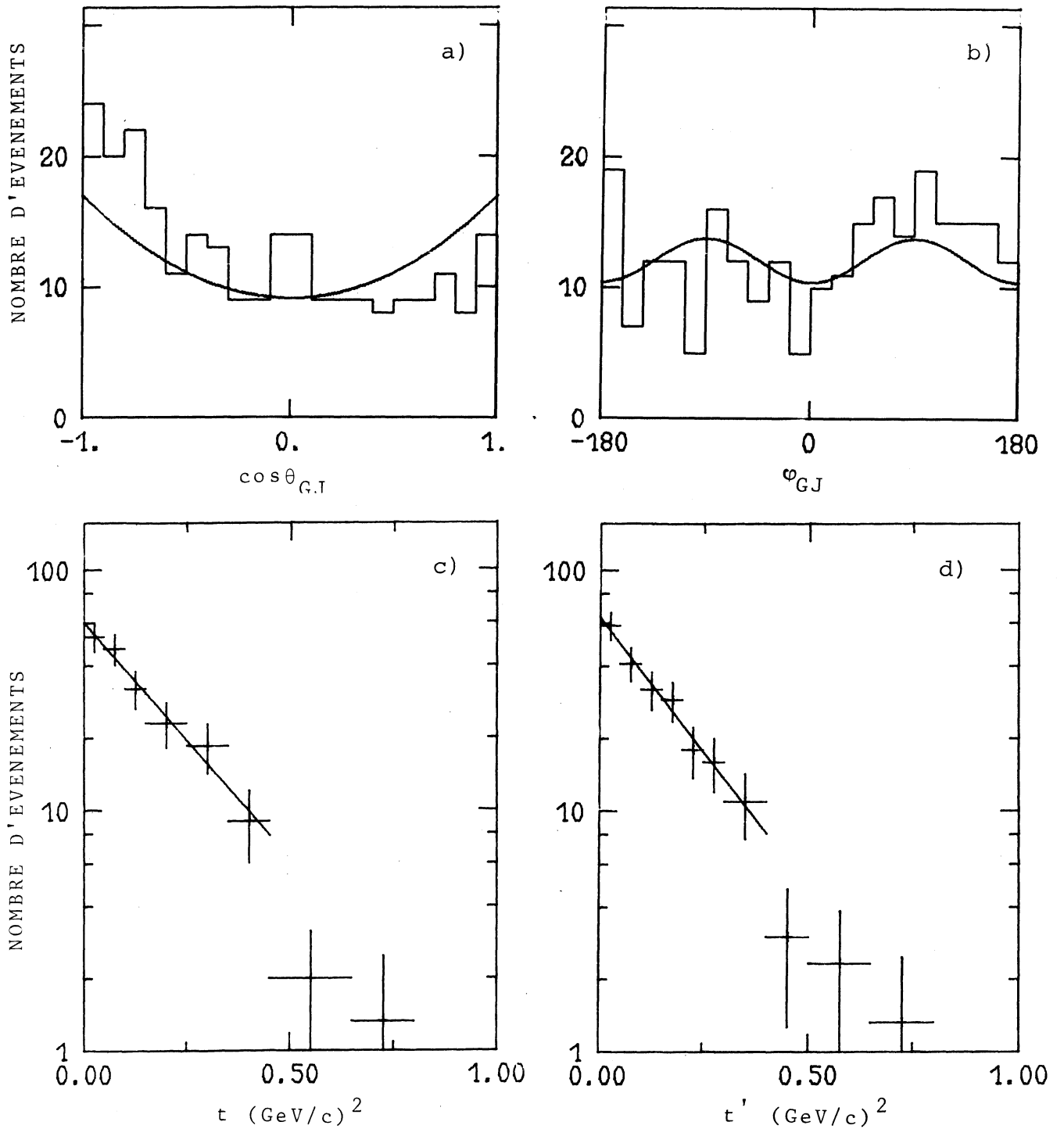


Figure 2.4 - a,b) Distributions angulaires de désintégration de la résonance $\bar{\Delta}^{--}$ (1236) dans le système de Gottfried-Jackson. Les courbes sont obtenues à partir des valeurs de ρ_{33} et $\text{Re } \rho_{3,-1}$.
 c,d) Distributions du quadrimoment de transfert t et de la variable t' pour la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$. Les courbes résultent d'un ajustement de type exponentiel; la pente de la distribution de t' est égale à $(5,5 \pm 0,9) \text{ (GeV/c)}^{-2}$

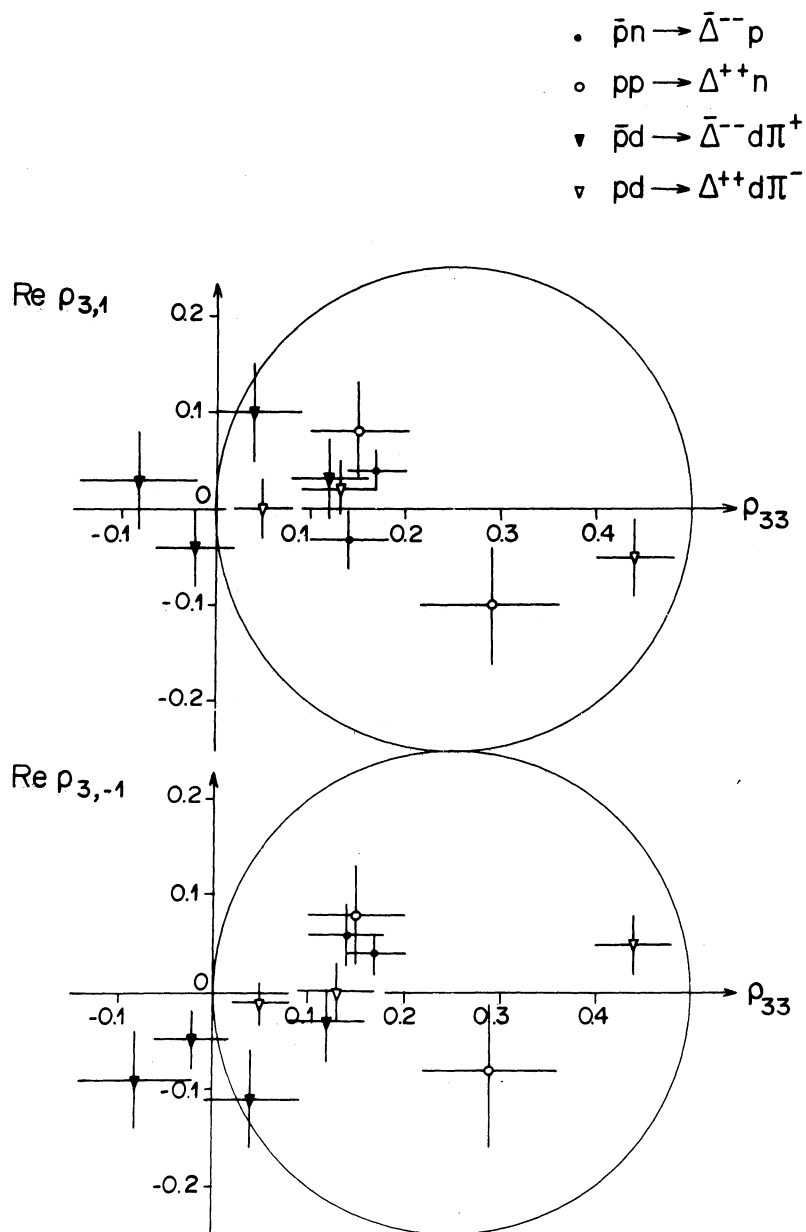


Figure 2.5 - Diagrammes de ρ_{33} en fonction de $\text{Re } \rho_{3,1}$ et $\text{Re } \rho_{3,-1}$ pour les résonances $\bar{\Delta}^{--}$ et Δ^{++} . Les cercles délimitent les domaines de positivité.

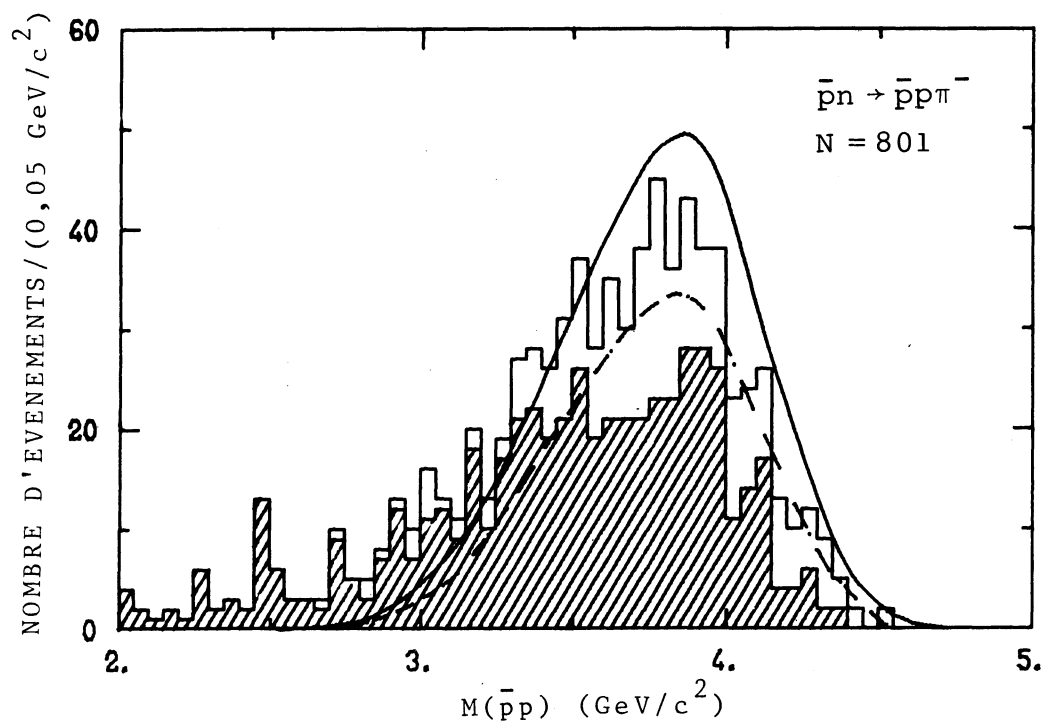
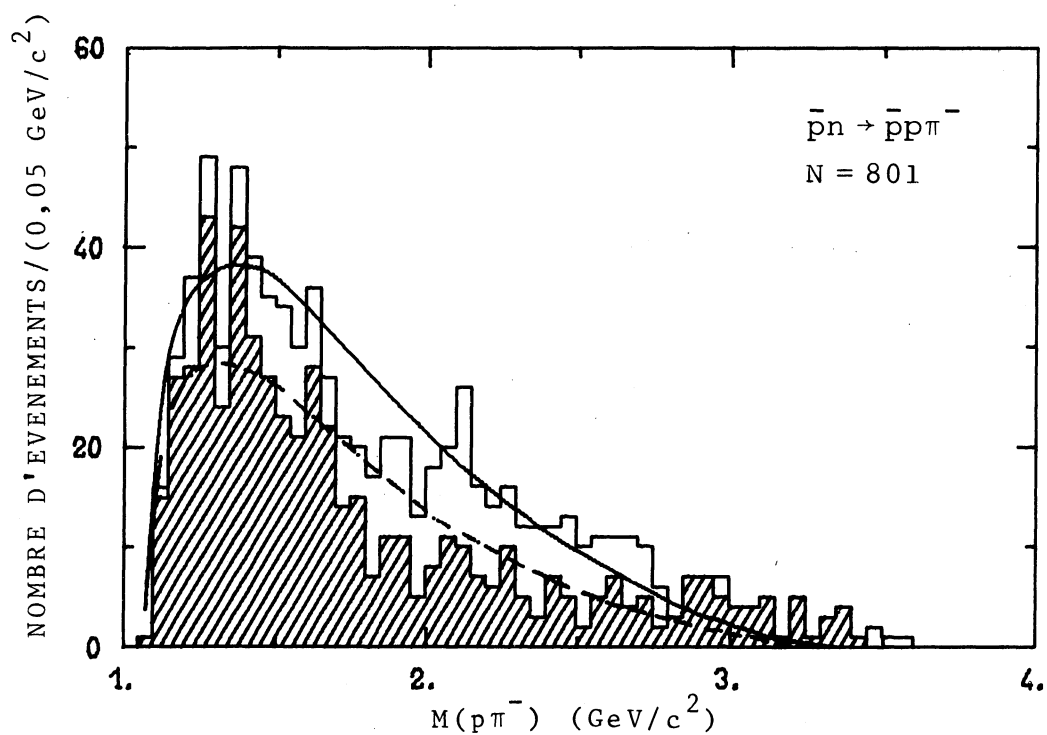


Figure 2.6 - Distributions de masse effective $M(p\pi^-)$ et $M(\bar{p}p)$ pour la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ ainsi que pour l'échantillon obtenu en excluant la résonance $\bar{\Delta}^-(1236)$ (partie hachurée). Les courbes représentent les prédictions de l'espace de phase périphérique.

3.- VARIATION DES SECTIONS EFFICACES - COMPARAISON AVEC LES REACTIONS CROISEES

En Table 2.2 nous présentons les valeurs actuellement déterminées des sections efficaces (σ) des réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ et $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$ pour $P_{inc} \geq 2$ GeV/c.

P_{inc} (GeV/c)	Sections efficaces (mb)		Référence
	$\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$	$\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$	
1,96	$5,1 \pm 0,2$	$3,92 \pm 0,14$	10
2,8	$4,65 \pm 0,40$	$4,25 \pm 0,49$	11
2,98	$4,23 \pm 0,14$	$3,39 \pm 0,11$	12
3,5	$2,91 \pm 0,17$	$2,39 \pm 0,17$	13
4,7	$2,50 \pm 0,50$	$1,28 \pm 0,26$	14
5,55	$1,68 \pm 0,11$	$0,86 \pm 0,06$	15
7,0	$1,27 \pm 0,11$	$0,53 \pm 0,07$	16
9,2	$1,23 \pm 0,12$	$0,41 \pm 0,05$	ce travail
14,6	$0,73 \pm 0,05$	$0,13 \pm 0,03$	17

TABLE 2.2

Compilation des sections efficaces des réactions
 $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ et $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$.

La section efficace de la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$ à 9,2 GeV/c a été obtenue à partir de l'ajustement de la Figure 2.3. La variation de cette section efficace en fonction de l'impulsion de l'antiproton incident (P_{inc}) est représentée en Figure 2.7. On observe que les sections efficaces des réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ et $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$ décroissent fortement

lorsque P_{inc} augmente; nous avons donc ajusté les données de la Table 2.2 par une fonction du type $\sigma \propto P_{inc}^{-n}$ et obtenu des valeurs de n résumées en Table 2.3.

Réaction	n	intervalle de P_{inc} utilisé (GeV/c)
$\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$	$2,1 \pm 0,1$	$2,8 - 14,6$
$pp \rightarrow \Delta^{++}n$	$2,0 \pm 0,1$	$5,5 - 18,5$
$\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^{-}$	$1,04 \pm 0,06$	$2,8 - 14,6$
$pp \rightarrow pn\pi^{+}$	$1,01 \pm 0,07$	$3,67 - 28,5$

TABLE 2.3

Résultats de l'ajustement des sections efficaces par une fonction du type $\sigma \propto P_{inc}^{-n}$.

Il est intéressant de comparer les sections efficaces des réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$ et $pp \rightarrow \Delta^{++}n$ car ces deux réactions se déduisent l'une de l'autre par croisement du canal s vers le canal u . L'ajustement des sections efficaces de la réaction $pp \rightarrow \Delta^{++}n$ par une fonction du type P_{inc}^{-n} conduit à une valeur de n compatible avec celle obtenue pour la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$ (Table 2.3). Il apparaît donc que dans les limites de l'erreur, la section efficace de la réaction $pp \rightarrow \Delta^{++}n$ décroît en fonction de P_{inc} suivant la même loi que celle de la réaction croisée $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$. Dans cette approximation, le rapport des sections efficaces est indépendant de l'impulsion incidente et est égal à

$$\frac{\sigma(pp \rightarrow \Delta^{++}n)}{\sigma(\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p)} = 2,7 \pm 0,9$$

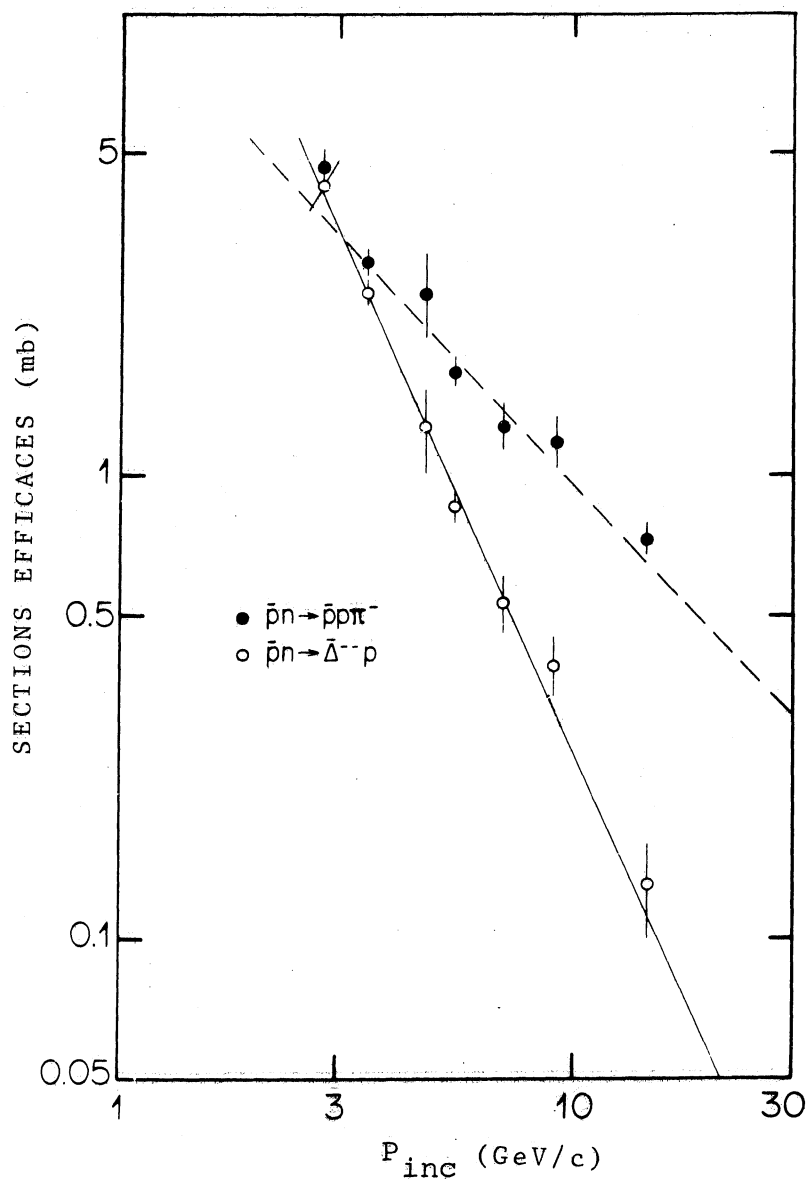


Figure 2.7 - Variation des sections efficaces des réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ et $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^+ p$ en fonction de l'impulsion incidente.

Un effet similaire est observé lorsque nous comparons les sections efficaces des réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ et $pp \rightarrow pn\pi^+$ qui contiennent les sous-canaux précédents. En ajustant une fonction de type $\sigma \propto P_{inc}^{-n}$ sur les sections efficaces de ces deux réactions, nous observons que ces deux réactions dépendent également de P_{inc} avec des valeurs de n compatibles (Table 2.3). Cependant, nous obtenons dans ce cas un rapport

$$\frac{\sigma(pp \rightarrow pn\pi^+)}{\sigma(\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-)} = 4,0 \pm 0,7$$

Pour la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$ [$pp \rightarrow \Delta^{++}n$] les pentes résultant de l'ajustement d'une fonction exponentielle sur les distributions du quadrimoment de transfert t entre l'antiproton [proton] incident et la résonance $\bar{\Delta}^{--}$ [Δ^{++}] sortante sont présentées en Table 2.4. Il apparaît que les valeurs des pentes de la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$ sont plus faibles d'un facteur deux environ que celles de la réaction $pp \rightarrow \Delta^{++}n$. Il est extrêmement intéressant de noter que le rapport des sections efficaces est constant bien qu'il existe une importante différence entre les pentes de ces deux réactions.

Ceci peut s'expliquer par le fait que les résonances Δ sont produites avec de faibles valeurs de t . En effet, si l'on paramétrise $d\sigma/dt$ par une fonction exponentielle de pente b , on a

$$\sigma = \int_{t_{min}}^{\infty} \frac{d\sigma}{dt} \propto \frac{e^{-bt_{min}}}{b}$$

En négligeant les effets dus à la valeur minimale du quadrimoment de transfert, le rapport des sections efficaces des réactions $pp \rightarrow \Delta^{++}n$ et $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$ est alors une fonction inverse du rapport des pentes des distributions du quadrimoment de transfert:

$$\frac{\sigma(pp \rightarrow \Delta^{++}n)}{\sigma(\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p)} \propto \frac{b(\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p)}{b(pp \rightarrow \Delta^{++}n)}$$

	P_{inc}	penste $(GeV/c)^{-2}$	intervalle de t utilisé $(GeV/c)^2$
$\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$	4,7	$5,6 \pm 0,5$	$0,02 - 0,44$
	5,55	$6,0 \pm 0,2$	$0,05 - 0,40$
	7,0	$5,5 \pm 0,5$	$0,05 - 0,50$
	9,2	$5,1 \pm 0,7$	$0,02 - 0,44$
	14,6	$6,9 \pm 1,2$	$0,1 - 0,6$
$pp \rightarrow \Delta^{++}n$	2,8	$10,11 \pm 1,36$	$0,05 - 0,23$
	5,92	$11,2 \pm 0,4$	$0,03 - 0,24$
	6,6	$11,62 \pm 0,75$	$0,002 - 0,22$
	6,92	$15,8 \pm 2,9$	$0,06 - 0,17$
	8,1	$10,48 \pm 2,33$	$0,02 - 0,30$

TABLE 2.4

Résultats de l'ajustement des quadrimoments de transfert t entre l'antiproton [proton] incident et la résonance $\bar{\Delta}^{--}$ [Δ^{++}], par une fonction de type exponentiel pour les réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$ [$pp \rightarrow \Delta^{++}n$].

Un modèle d'échange de pôles de Regge simple avec échange des trajectoires des mésons ρ et A_2 ne peut pas expliquer les différences observées entre les réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$ et $pp \rightarrow \Delta^{++}n$. En effet comme la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$ s'obtient à partir de la réaction $pp \rightarrow \Delta^{++}n$ par croisement du canal u vers le canal s , l'amplitude dans le canal u peut être déduite de celle du canal s en échangeant les signes des contributions des trajectoires de signature impaire. Ainsi, on a :

$$A^S(\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p) = \beta_\rho(s,t) \left[1 - e^{i\pi\alpha_\rho(t)} \right] + \beta_{A_2}(s,t) \left[1 + e^{i\pi\alpha_{A_2}(t)} \right]$$

$$A^u(pp \rightarrow \Delta^{++}n) = -\beta_\rho(s,t) \left[1 - e^{i\pi\alpha_\rho(t)} \right] + \beta_{A_2}(s,t) \left[1 + e^{i\pi\alpha_{A_2}(t)} \right]$$

où α_i représente la trajectoire de la particule i et $\beta(s,t)$ contient la dépendance en s de l'amplitude ainsi que des fonctions de t dépendantes des résidus.

Si l'on suppose que les deux trajectoires sont dégénérées - même de façon faible, auquel cas on a $\alpha_\rho(t) = \alpha_{A_2}(t)$ et $\beta_\rho(s,t) \neq \beta_{A_2}(s,t)$ - les trajectoires des mésons ρ et A_2 présentent une phase relative de $\pi/2$. Ainsi en prenant le carré des amplitudes, aucun terme d'interférence apparaît. Par conséquent, les carrés des amplitudes A^S et A^u devraient présenter les mêmes dépendances en t , ce qui n'est pas vérifié par les données expérimentales. Le phénomène d'absorption peut introduire des corrections, lesquelles varient en fonction de la section efficace totale des particules en interaction; cependant, le fait que le rapport des sections efficaces des réactions $pp \rightarrow \Delta^{++}n$ et $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$ est constant dans un grand domaine d'impulsion incidente peut difficilement être expliqué par des phénomènes d'absorption⁽²⁶⁾.

4.- DISSOCIATION DIFFRACTIVE DU NEUTRON

4.1. Aspects généraux du mécanisme de dissociation diffractive

La distribution de masse effective $p\pi^-$ est présentée en Figure 2.6. On observe une large accumulation d'événements dans la région $M(p\pi^-) \sim 1,3 \text{ GeV}/c^2$. Cet effet qui a été observé dans un grand nombre d'expériences, s'accroît davantage lorsque l'on exclut les événements appartenant à la bande du $\bar{\Delta}^{--}(1236)$ et n'est donc pas dû à une réflexion de cette résonance. Les courbes en trait plein et en pointillé représentent les prédictions de l'espace de phase périphérique décrit précédemment que nous avons déformé en tenant

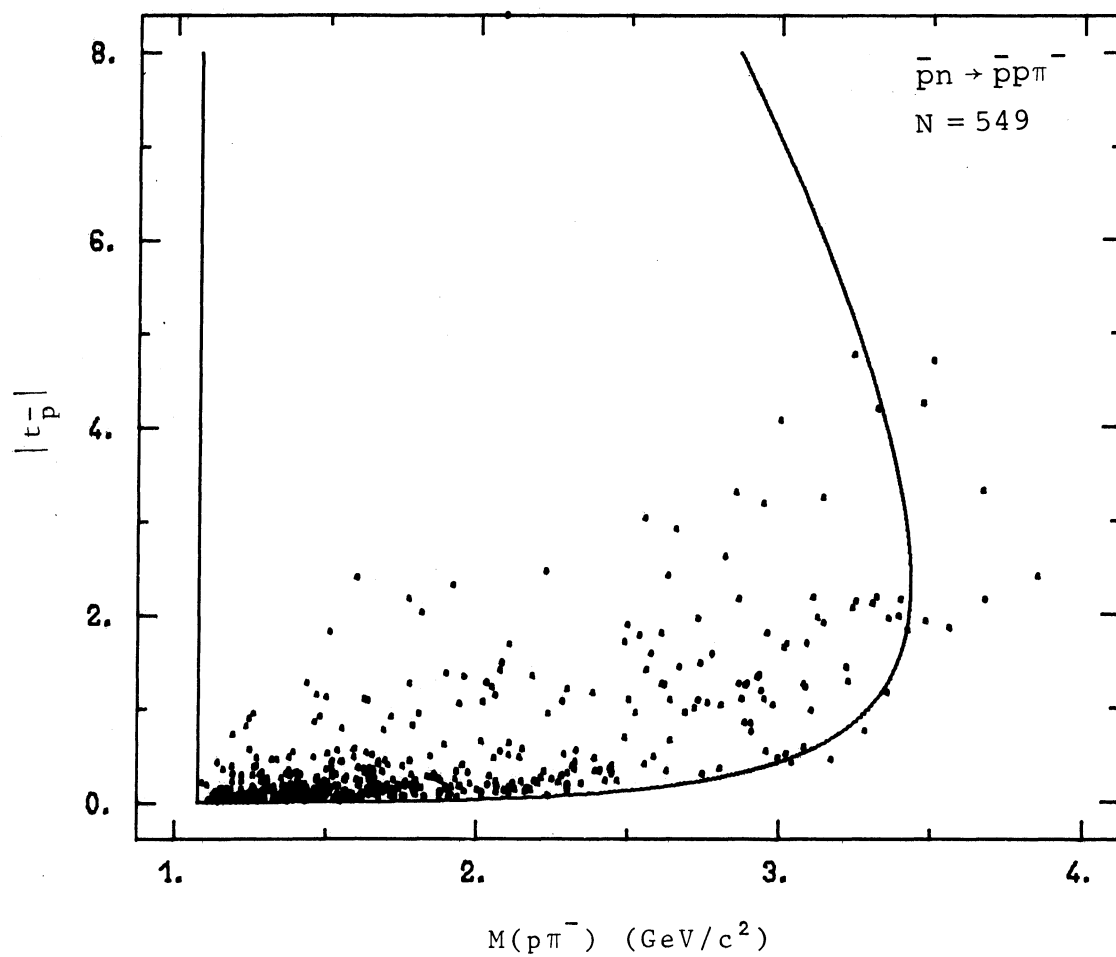


Figure 2.8 - Diagramme de Chew Low pour les événements attribués à la dissociation diffractive du neutron.

compte des critères de sélection des histogrammes expérimentaux. Dans les événements hors de la bande du $\bar{\Delta}^{--}$, nous présentons en Figure 2.8 un diagramme de Chew Low dans lequel la masse effective $M(p\pi^-)$ est représentée en fonction du module du quadrimoment de transfert entre le neutron incident et le système $p\pi^-$ émis (égal à la quantité $|t_p^-|$ précédemment définie). On constate que l'accumulation de faibles masses effectives $M(p\pi^-)$ est produite avec de faibles valeurs de $|t_p^-|$. Cette accumulation s'accroît davantage (Fig.2.9a) si on sélectionne les événements émis avec $t_p' < 0,75(\text{GeV}/c)^2$; la quantité t_p' est égale à $|t - t_{\min}|$, où t désigne le transfert entre le neutron et le système $p\pi^-$ et t_{\min} la valeur minimale de t pour une masse $p\pi^-$ donnée. Le choix de la coupure à $t_p' = 0,75(\text{GeV}/c)^2$ se justifie par le fait que la distribution de t_p' présente une allure exponentielle qui change de pente aux alentours de cette valeur.

Ces effets sont caractéristiques du phénomène de dissociation diffractive du neutron. Pour ce type de mécanisme, on prédit qu'il existe une corrélation entre la masse M^* du système produit par dissociation diffractive et le quadrimoment de transfert échangé dans le canal t ⁽²⁷⁾; dans ce schéma, la pente de la distribution en t décroît lorsque M^* augmente. En excluant les événements où la résonance $\bar{\Delta}^{--}$ est produite, nous présentons en Figure 2.9b et c les distributions de t_p' pour deux bandes de $M(p\pi^-)$. Les valeurs des pentes obtenues après ajustement exponentiel sont présentées en Table 2.5 où nous les comparons aux résultats disponibles obtenus dans les expériences hadron + neutron \rightarrow hadron + $p\pi^-$ réalisées à des impulsions incidentes voisines de la nôtre [$\pi^- n \rightarrow \pi^- p\pi^-$ ⁽²⁸⁾, $K^+ n \rightarrow K^+ p\pi^-$ ⁽²⁹⁾ à 9 GeV/c et $K^- n \rightarrow K^- p\pi^-$ à 12,6 GeV/c ⁽³⁰⁾]. On constate un bon accord entre les valeurs des pentes correspondant aux mêmes intervalles de masse effective $M(p\pi^-)$, ce qui semble indiquer que la corrélation observée est indépendante de la nature du faisceau.

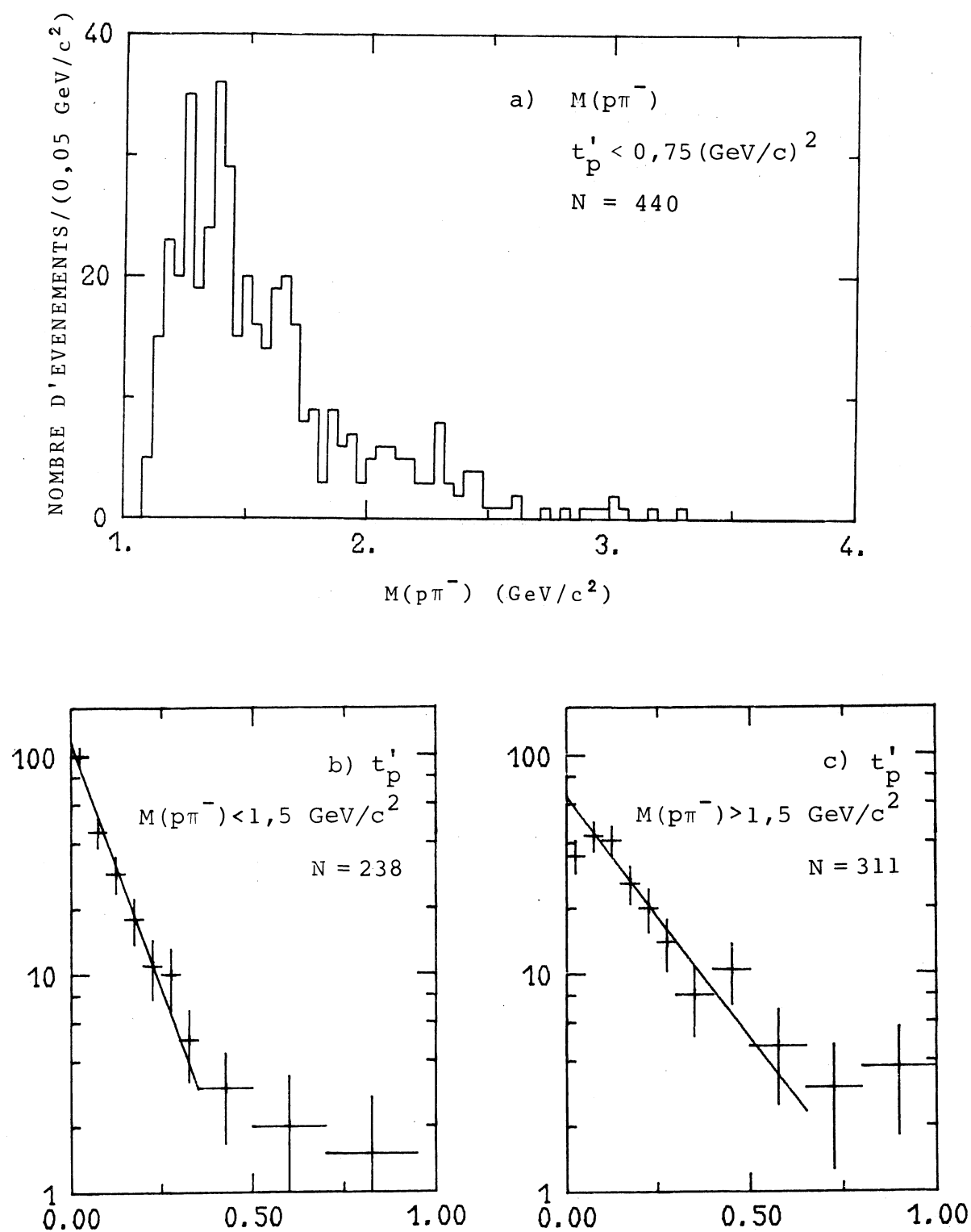
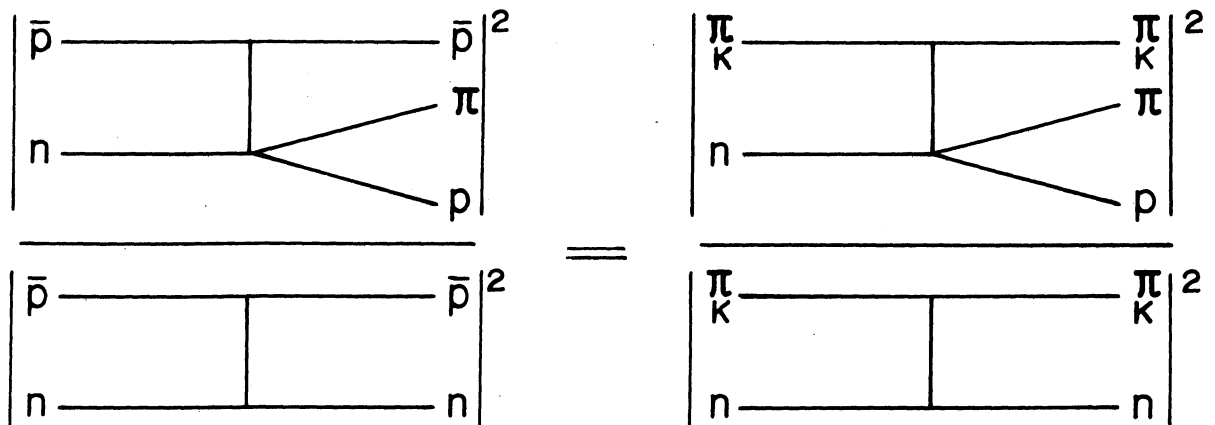


Figure 2.9 - a) Distribution de la masse effective $p\pi^-$ pour les événements ayant $t'_p < 0,75 (\text{GeV}/c)^2$.
 b) Distribution de t'_p pour les événements ayant $M(p\pi^-)$ en dessous (b) et au dessus (c) de $1,5 \text{ GeV}/c^2$.

4.2. Tests de l'hypothèse de factorisation

Dans la mesure où les effets dus à la dissociation diffractive du neutron ne semblent pas dépendre de la particule incidente, on peut tester l'hypothèse de factorisation d'une trajectoire "effective" portant les nombres quantiques du vide. Pour ce faire, nous avons utilisé des sections efficaces de dissociation diffractive (σ^*) obtenues dans les réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$, $K^+n \rightarrow K^+p\pi^-$ à 9 GeV/c et $K^-n \rightarrow K^-p\pi^-$ à 12,6 GeV/c ainsi que les sections efficaces élastiques (σ_{el}) correspondantes. On sait que, pour ces réactions diffractives les pentes des distributions de t' sont compatibles pour des intervalles de masse du système diffractif plus petite que 1,4 GeV/c². Nous avons ainsi calculé le rapport $R_1 = \sigma^*/\sigma_{el}$, où la section efficace de production du système diffractif σ^* est intégrée sur tout le domaine de variation de t' . En effet, si l'on suppose que la même trajectoire est échangée dans la réaction diffractive et dans la diffusion élastique, le rapport R_1 est indépendant des constantes de couplage entre les trajectoires échangées et les particules produites au vertex du haut. Ceci est visualisé dans les diagrammes ci-dessous :



Comme il n'existe pas de données sur les sections efficaces élastiques $\bar{p}n$ et $K^\pm n$ aux points considérés, nous avons supposé $\sigma_{el}(\bar{p}n) = \sigma_{el}(\bar{p}p)$ et $\sigma_{el}(K^\pm n) = \sigma_{el}(K^\pm p)$, ces valeurs étant issues des références (30) et (32). Pour les réactions K^-n à 12,6 GeV/c,

nous avons supposé que les sections efficaces σ^* et $\sigma(K^-n \rightarrow K^-p\pi^-)$ étaient constantes entre 9 et 12,6 GeV/c et utilisé $\sigma_{el}(K^-n)$ à une impulsion incidente de 9 GeV/c. Les valeurs de R_1 présentées en Table 2.6 sont compatibles entre elles.

	$\bar{p}n$	K^+n	K^-n
$\sigma(hn \rightarrow hp\pi^-)$ (mb)	$1,23 \pm 0,12$	$0,505 \pm 0,020$	$0,21 \pm 0,04$
σ^* (mb)	$0,62 \pm 0,06$	$0,27 \pm 0,02$	$0,12 \pm 0,02$
σ_{el} (mb)	$11,75 \pm 0,23$	$3,5 \pm 0,8$	$3,95 \pm 0,78$
σ_{tot} (mb)	$57,51 \pm 0,73$	$17,5 \pm 0,4$	$20,5 \pm 0,4$
$R_1 = \sigma^*/\sigma_{el}$	$(5,3 \pm 0,6) 10^{-2}$	$(7,7 \pm 2,3) 10^{-2}$	$(3,0 \pm 1,1) 10^{-2}$
$R_2 = \sigma^*/(\sigma_{tot})^2$	$(1,9 \pm 0,2) 10^{-4}$	$(8,8 \pm 1,1) 10^{-4}$	$(2,9 \pm 0,6) 10^{-4}$

TABLE 2.6

Résultats des tests de factorisation des réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ et $K^\pm n \rightarrow K^\pm p\pi^-$ à 9 GeV/c; h désigne respectivement \bar{p} , K^+ et K^- .

En réécrivant σ_{el} à l'aide du théorème optique et en supposant que la partie réelle de l'amplitude de diffusion élastique vers l'avant est nulle, un autre test⁽³³⁾ de l'hypothèse de factorisation est obtenu en étudiant le rapport $R_2 = \sigma^*/(\sigma_{tot})^2$. De même que précédemment, nous avons supposé $\sigma_{tot}(\bar{p}n) = \sigma_{tot}(\bar{p}p)$ et estimé les sections efficaces totales ($K^\pm n$) par une interpolation du type $\sigma_{tot} \propto P_{inc}^{-n}$. La valeur du rapport R_2 est comparable pour les réactions $\bar{p}n$ et K^-n mais diffère fortement pour la réaction K^+n . Remarquons que l'incertitude sur les rapports R_1 et R_2 résulte, entre autre, de l'interpolation nécessaire pour obtenir les sections efficaces totales et élastiques. Nous concluons donc que nos résultats sont plutôt compatibles avec l'hypothèse de la factorisation; la collaboration

	intervalles (Masses en GeV/c^2 t' en $(\text{GeV}/c)^2$)	Pentes $(\text{GeV}/c)^{-2}$
$\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ 9,2 GeV/c	$M(p\pi^-) < 1,5$ $0 < t' < 0,35$	$10,5 \pm 1,0$
	$1,5 < M(p\pi^-)$ $0 < t' < 0,60$	$4,1 \pm 0,5$
$\pi^- n \rightarrow \pi_f^- p\pi_s^-$ 9 GeV/c	$M(p\pi_s^-) < 1,4$	$10,8 \pm 0,3$
	$M(p\pi_s^-) > 1,4$	$3,30 \pm 0,07$
$K^+ n \rightarrow K^+ p\pi^-$ 9 GeV/c	$1,1 < M(\pi^-) < 1,3$	12 ± 1
	$1,3 < M(p\pi^-) < 1,5$	7 ± 1
	$1,5 < M(p\pi^-) < 1,7$	4 ± 1
	$0 < t'_{KK} < 0,2$	
$K^- n \rightarrow K^- p\pi^-$ 12,6 GeV/c	$M(p\pi^-) < 1,4$	9 ± 2
	$1,4 < M(p\pi^-) < 1,75$	4 ± 1
	$t'_{KK} < 0,4$	

TABLE 2.5

Valeurs des pentes de la distribution de t' pour la dissociation diffractive du neutron dans la région d'impulsion incidente $\sim 9 \text{ GeV}/c$ (f [s] dénote une particule rapide [lente]).

Rutgers - Stevens - Strasbourg en comparant les réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ et $\pi^-n \rightarrow \pi^-p\pi^-$ à 14,6 GeV/c⁽¹⁷⁾, constate également la validité de cette hypothèse.

4.3. Conservation de l'hélicité dans le canal s ou dans le canal t

Il a été suggéré que, pour des mécanismes de dissociation diffractive, l'hélicité peut être conservée dans le canal s ou t⁽³⁴⁾. Indépendamment du spin du système diffractif produit, les distributions angulaires des particules issues de ce système doivent être symétriques autour de l'axe pour lequel la conservation a lieu; cet axe est dirigé suivant la direction du neutron incident dans le système de Gottfried - Jackson (canal t) ou suivant celui de l'antiproton sortant dans le système de l'hélicité (canal s). La Figure 2.10 présente les distributions de l'angle azimutal du π^- des événements en dehors de la résonance $\bar{\Delta}^{--}$ dans ces deux systèmes; nous avons également considéré les distributions obtenues pour les événements sélectionnés par $t_p' < 0,75$ (GeV/c)² (partie hachurée des histogrammes). Il n'apparaît pas de différences notables entre les distributions obtenues à partir de ces deux échantillons. Nos données ne sont pas compatibles avec la conservation de l'hélicité dans le canal s; dans le système de Gottfried - Jackson, la distribution angulaire se rapproche de l'isotropie et, par conséquent, n'est pas en contradiction avec la conservation de l'hélicité dans la voie t.

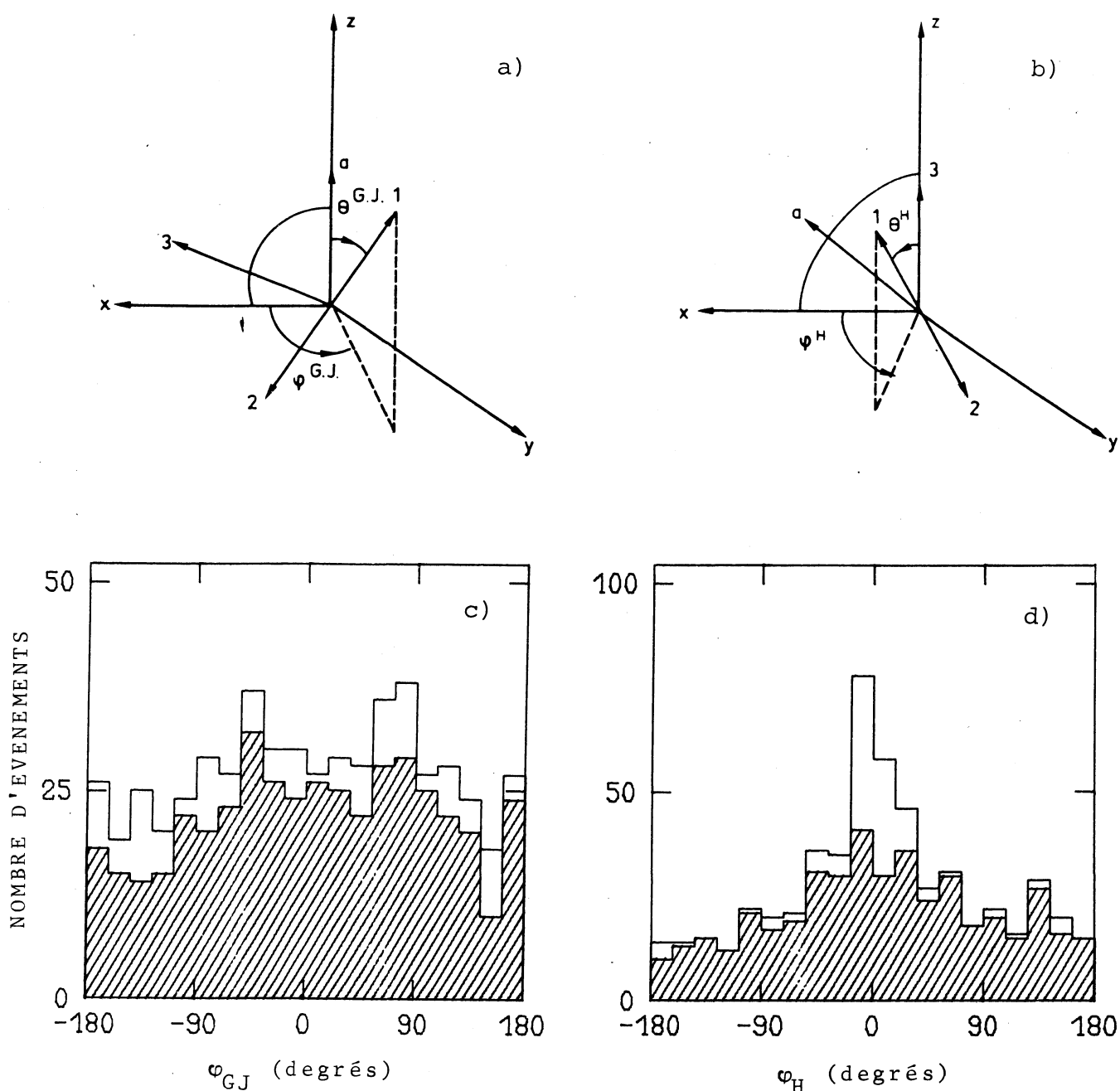


Figure 2.10 - a) Le repère de Gottfried-Jackson dans le système du centre de masse 12 pour la réaction $a \rightarrow 1,2,3$, où a se dissocie dans le système 12. L'axe des z est suivant la particule a , l'axe des x est dans le plan $a3$. L'axe des z coïncide avec la "direction du transfert t_{b3} ", l'angle azimutal ϕ^{GJ} coïncide avec l'angle de Treiman-Yang. b) Le repère d'hélicité dans le système du centre de masse 12. L'axe des z est suivant la particule 3. L'axe des x est dans le plan $a3$. c et d) Distribution de l'angle azimutal du π^- dans le système de Gottfried-Jackson et de l'hélicité pour le π^- des événements attribués à la dissociation diffractive $n \rightarrow p\pi^-$. La partie hachurée correspond aux événements ayant $t_p' < 0,75 \text{ (GeV/c)}^2$.

CHAPITRE III

ANALYSE DIFFERENTIELLE EN ISOSPIN
DES REACTIONS $\bar{p}N \rightarrow \bar{N}\pi N$ à 9 GeV/c

Ce chapitre est dévolu à une analyse en isospin des réactions de production d'un pion $\bar{p}N \rightarrow \bar{N}\pi N$ à 9 GeV/c. Nous avons utilisé les données du paragraphe précédent ainsi que certains résultats relatifs à la production d'un pion, obtenus dans une expérience antiproton - proton à 9,1 GeV/c, réalisée au CERN par la collaboration Liverpool - Stockholm⁽³⁵⁾.

Les quatre réactions de production d'un méson π que nous étudierons sont :

$$\bar{p}n \rightarrow \bar{p}\pi^-p$$

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}\pi^0p$$

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}\pi^+n$$

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{n}\pi^-p$$

Les deux dernières réactions sont reliées par conjugaison de charge (c.c.). Le nombre d'événements appartenant aux canaux $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}\pi^0p$ et $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}\pi^+n + c.c.$ est de 1377 et 2878, respectivement. Ces réactions ont été étudiées dans la référence (36).

1. METHODE D'ANALYSE

Suivant que l'on associe le pion au baryon ou à l'anti-baryon de l'état final, la production d'un π par interaction $\bar{p}N$ peut se faire à travers les canaux suivants :

$$\bar{p}n \rightarrow (\bar{p}\pi^-)p \quad (1)$$

$$\bar{p}n \rightarrow \bar{n}(\pi^-n) \quad (1a)$$

$$\bar{p}n \rightarrow \bar{p}(\pi^-p) \quad (2)$$

$$\bar{p}n \rightarrow (\bar{n}\pi^-)n \quad (2a)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}(\pi^+n) \quad (3)$$

$$\bar{p}p \rightarrow (\bar{n}\pi^-)p \quad (3a)$$

$$\bar{p}p \rightarrow (\bar{p}\pi^+)n \quad (4)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{n}(\pi^-p) \quad (4a)$$

$$\bar{p}p \rightarrow (\bar{p}\pi^0)p \quad (5)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}(\pi^0p) \quad (5a)$$

$$\bar{p}n \rightarrow (\bar{p}\pi^0)n \quad (6)$$

$$\bar{p}n \rightarrow \bar{p}(\pi^0n) \quad (6a)$$

$$\bar{p}p \rightarrow (\bar{n}\pi^0)n \quad (7)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{n}(\pi^0n) \quad (7a)$$

La conjugaison de charge et l'opérateur de parité G relient ces réactions entre elles; ainsi on s'attend à une section efficace identique pour les réactions (1) et (1a), (2) et (2a), etc... Nous sommes donc en présence de sept réactions antiproton-nucléon qui donnent lieu à la production d'un pion. Cependant, deux d'entre elles, σ_6 et σ_7 ne peuvent être mesurées directement dans une expérience de chambre à bulles conventionnelle car elles produisent deux et trois particules neutres non détectées.

Ces réactions peuvent être décrites par des amplitudes qui dépendent de l'isospin du système $N\pi$ ou $\bar{N}\pi$. Nous avons choisi de décrire les réactions de production d'un π à l'aide des diagrammes de la Figure 3.1; dans cette représentation, l'amplitude est caractérisée par l'isospin I_X échangé dans le canal t ainsi que par l'isospin I du système $N\pi$ ou $\bar{N}\pi$ produit. Les trois amplitudes caractérisées par un couple (I_X, I) sont notées M_{01} , M_{11} et M_{13} ; le premier indice désigne l'isospin I_X échangé tandis que le second indice est égal à deux fois l'isospin I du système produit. En écrivant la conservation d'isospin aux vertex de la Figure 3.1, on obtient, à l'aide des coefficients de Clebsch - Gordan, les relations suivantes entre les sections efficaces des réactions (1) à (7) et les amplitudes d'isospin :

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \frac{2}{3} \int |M_{13}|^2 dR \\ \sigma_2 &= \frac{2}{3} \int |M_{01} - \frac{1}{3}M_{11} + \frac{1}{3}M_{13}|^2 dR \\ \sigma_3 &= \frac{2}{3} \int |M_{01} + \frac{1}{3}M_{11} - \frac{1}{3}M_{13}|^2 dR \\ \sigma_4 &= \frac{2}{27} \int |2M_{11} + M_{13}|^2 dR \end{aligned} \quad (8)$$

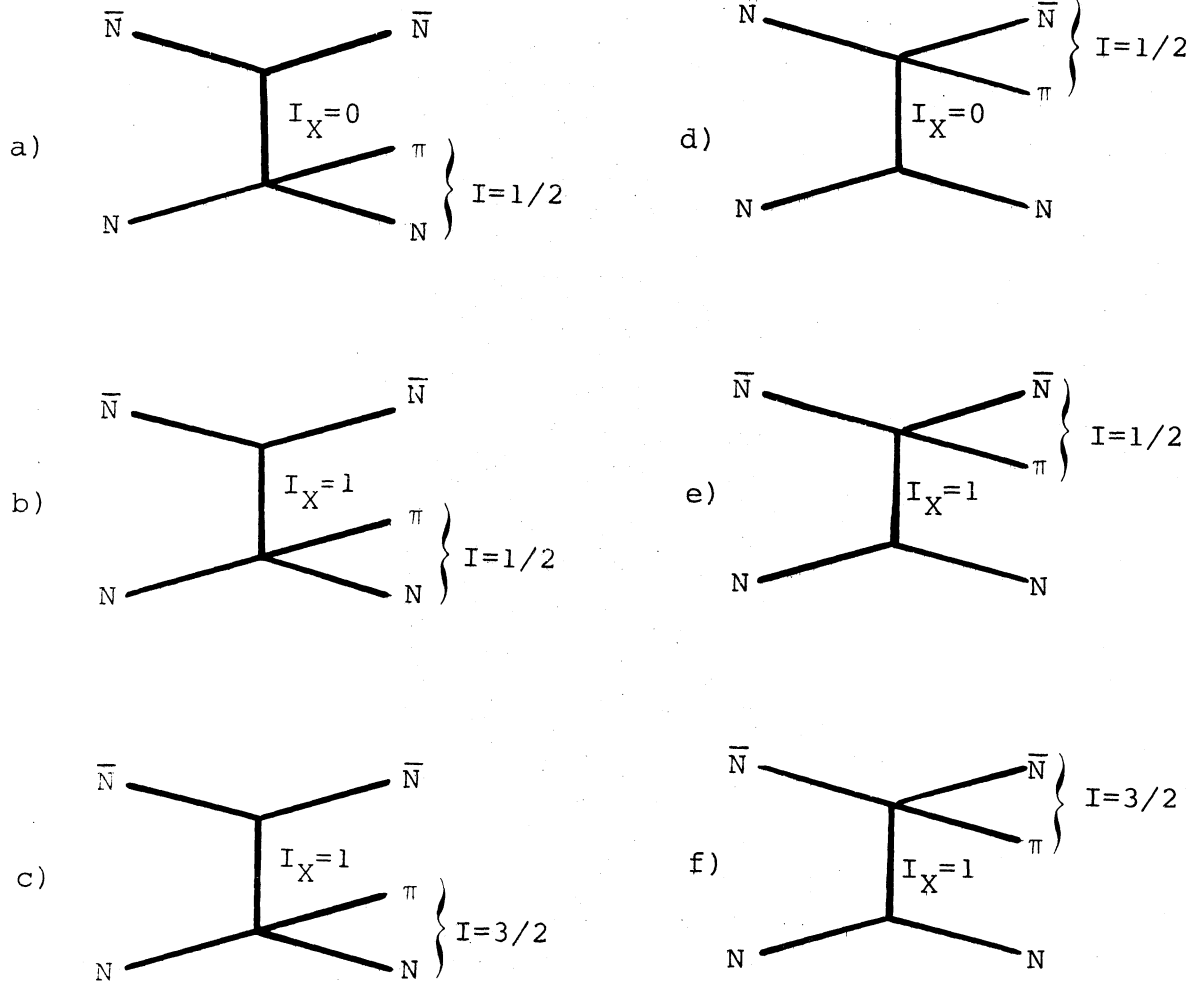


Figure 3.1 - Définition des amplitudes d'isospin : M_{01} (a et d), M_{11} (b et e) et M_{13} (c et f).

$$\sigma_5 = \frac{1}{3} \int |M_{01} + \frac{1}{3}M_{11} + \frac{2}{3}M_{13}|^2 dR$$

$$\sigma_6 = \frac{1}{3} \int |M_{01} - \frac{1}{3}M_{11} - \frac{2}{3}M_{13}|^2 dR$$

$$\sigma_7 = \frac{1}{27} \int |M_{11} - M_{13}|^2 dR$$

L'intégration $\int \dots dR$ s'effectue sur l'espace de phase et l'hélicité des particules. Nous utiliserons par la suite le terme "différentiel" pour désigner les sections efficaces obtenues en un point spécifique de l'espace de phase. Les sections efficaces d'isospin ainsi que les termes d'interférences sont notés :

$$m_0 = \int |M_{01}|^2 dR$$

$$m_1 = \int |M_{11}|^2 dR$$

$$m_3 = \int |M_{13}|^2 dR$$

(9)

$$m_{01} = \int \text{Re}(M_{01} M_{11}^*) dR$$

$$m_{03} = \int \text{Re}(M_{01} M_{13}^*) dR$$

$$m_{13} = \int \text{Re}(M_{11} M_{13}^*) dR$$

Il a été démontré⁽³⁷⁾ que ces quantités satisfaisaient aux contraintes suivantes, lesquelles doivent toutes être vérifiées simultanément :

$$m_0 \geq 0, \quad m_1 \geq 0, \quad m_3 \geq 0$$

$$\begin{vmatrix} m_0 & m_{01} \\ m_{01} & m_1 \end{vmatrix} > 0 \quad \begin{vmatrix} m_3 & m_{03} \\ m_{03} & m_0 \end{vmatrix} > 0 \quad \begin{vmatrix} m_1 & m_{13} \\ m_{13} & m_3 \end{vmatrix} > 0 \quad (10)$$

$$\begin{vmatrix} m_0 & m_{01} & m_{03} \\ m_{01} & m_1 & m_{13} \\ m_{03} & m_{13} & m_3 \end{vmatrix} \geq 0$$

La première série d'inégalités provient du fait qu'une section efficace ne peut être négative tandis que la seconde série résulte d'inégalités triangulaires entre couples d'amplitudes, lesquelles se généralisent pour donner la dernière inégalité généralement appelée déterminant de GRAM⁽³⁸⁾.

2. PROCEDURE EXPERIMENTALE

Il est donc nécessaire de séparer les deux mécanismes $\bar{p}N \rightarrow (\bar{N}\pi)N$ et $\bar{p}N \rightarrow \bar{N}(\pi N)$ et de calculer les sections efficaces correspondantes. Le critère de séparation que nous avons utilisé consiste à considérer la distribution angulaire du pion dans le système du centre de masse $\bar{p}N$ et à séparer les deux mécanismes suivant que $\cos\theta_{\pi}^*$ est positif ou négatif. A titre d'exemple, nous présentons en Figure 3.2 un diagramme de $M(n\pi^+)$ en fonction de $\cos\theta_{\pi}^*$ pour la réaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}\pi^+n + c.c.$ On observe deux accumulations correspondant respectivement à des masses effectives $M(n\pi^+)$ faibles et élevées, donc à de faibles masses effectives $M(\bar{p}\pi^+)$ dans le dernier cas. Cependant, on constate sur ce diagramme que chacune des deux accumulations s'accompagne d'une queue d'événements dans l'autre région du diagramme. Certains auteurs⁽³⁸⁾ ont proposé d'effectuer une coupure en $\cos\theta_{\pi}^*$ à la valeur minimale de cette distribution et non à zéro; dans notre cas, ceci consisterait à séparer les deux mécanismes suivant une diagonale sur la Figure 3.2. Cette procédure, bien que plus justifiée d'un point de vue physique, n'a pas été employée car, n'étant pas la plus couramment utilisée, elle ne permet pas la comparaison directe de nos résultats avec ceux obtenus dans d'autres travaux qui utilisent pratiquement tous la coupure à $\cos\theta_{\pi}^* = 0$.

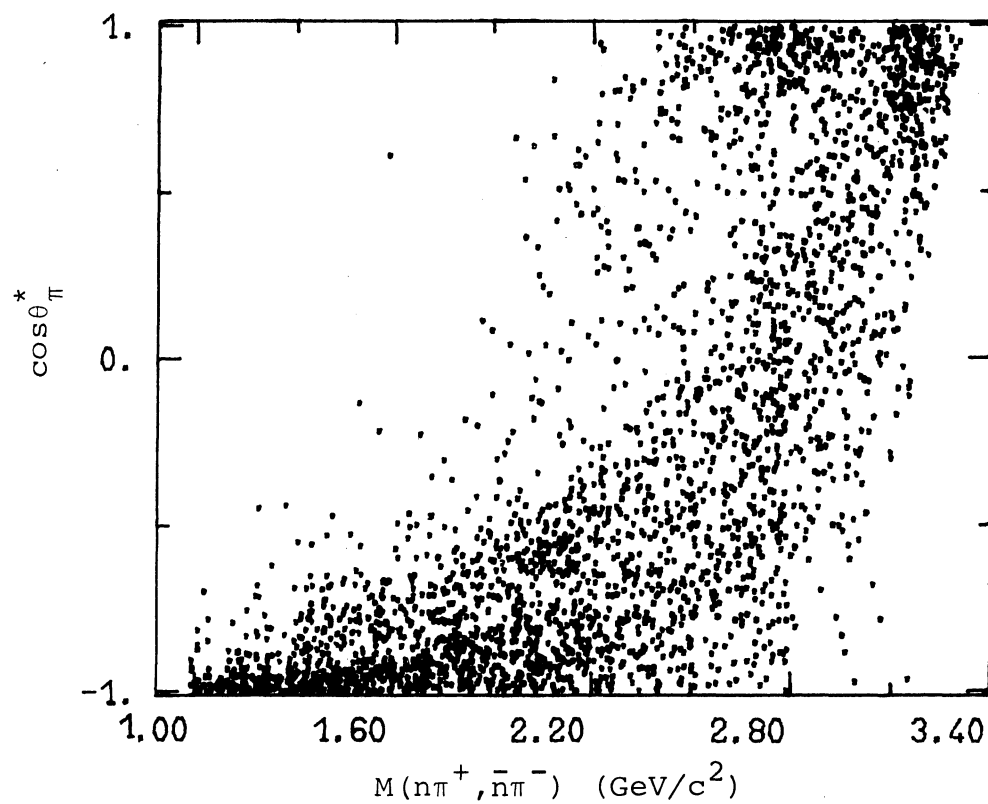


Figure 3.2 - Diagramme de $M(n\pi^+, \bar{n}\pi^-)$ en fonction de $\cos \theta_{\pi}^*$ pour la réaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}(\pi^+ n) + \text{c.c.}$

Les sections efficaces ainsi obtenues sont présentées en Table 3.1. Comme nous ne disposons que de cinq sections efficaces pour déterminer les six quantités apparaissant dans les équations (9), le problème est indéterminé. A l'aide des inégalités (10) et suivant la méthode décrite en Appendice I, on peut cependant obtenir des limites inférieures et supérieures sur les quantités m_0 , m_1 , etc... Ces limites, présentées en Table 3.2, sont accompagnées d'erreurs dues aux erreurs statistiques et systématiques dans la détermination des sections efficaces des divers processus.

Les distributions de masse effective des systèmes $N\pi$ ou $\bar{N}\pi$ pour les canaux étudiés sont présentées en Figure 3.3. Les histogrammes hachurés résultent de la coupure en $\cos\theta_\pi^*$ à zéro et correspondent aux distributions de masse effective $N\pi$ ou $\bar{N}\pi$ utilisées dans notre analyse différentielle en isospin.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Si l'on ne tient pas compte de l'hélicité des particules, l'état final à trois corps $\bar{N}\pi N$ peut être complètement décrit à l'aide de cinq variables indépendantes; ce nombre est ramené à quatre puisque les particules incidentes $\bar{p}N$ ne sont pas polarisées. Plusieurs choix étant possibles, nous utiliserons: i) la masse effective $N\pi$ ou $\bar{N}\pi$, ii) la variable $t' = |t - t_{\min}|$, où t est le quadrimoment transféré au système πN , iii-iv) les angles de désintégration θ et ϕ du système πN . Comme nous n'étudierons pas la désintégration de ce système, nous exprimerons les sections efficaces différentielles d'isospin et les termes d'interférence en fonction de $M = M(N\pi)$ ou $M(\bar{N}\pi)$ et de t' .

Après résolution des inégalités (10), nous présentons la variation de m_0 , m_1 , m_3 , m_{01} , m_{03} , m_{13} en fonction de M et de t' en Figures 3.4 et 3.5, respectivement. Les barres représentent le domaine de variation de ces quantités, compte tenu des contraintes. On constate que la distribution du carré de l'amplitude $I_X = 0$ et $I = 1/2(m_0)$ est essentiellement concentrée dans une région de fai-

	Section efficace (mb)
$\bar{p}n \rightarrow (\bar{p}\pi^-)p$	$0,67 \pm 0,07$
$\bar{p}n \rightarrow \bar{p}(\pi^-p)$	$0,56 \pm 0,05$
$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}(\pi^0p)$ $\rightarrow (\bar{p}\pi^0)p$	$0,73 \pm 0,07$
$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}(\pi^+n)$	$0,95 \pm 0,07$
$\bar{p}p \rightarrow (\bar{p}\pi^+)n$	$0,48 \pm 0,03$

TABLE 3.1

Sections efficaces des canaux utilisés pour la présente analyse.

Variable	Limite inférieure (mb)		Limite supérieure (mb)	
	Section efficace	Erreur	Section efficace	Erreur
m_0	0,75	$\pm 0,10$	1,11	$\pm 0,08$
m_1	0,66	$\pm 0,15$	1,81	$\pm 0,35$
m_3	1,00	$\pm 0,15$	1,00	$\pm 0,15$
m_{01}	0,43	$\pm 0,20$	0,81	$\pm 0,10$
m_{03}	-0,02	$\pm 0,06$	0,36	$\pm 0,09$
m_{13}	-0,45	$\pm 0,30$	0,69	$\pm 0,10$

TABLE 3.2

Limites inférieures et supérieures sur les sections efficaces d'isospin et les termes d'interférence.

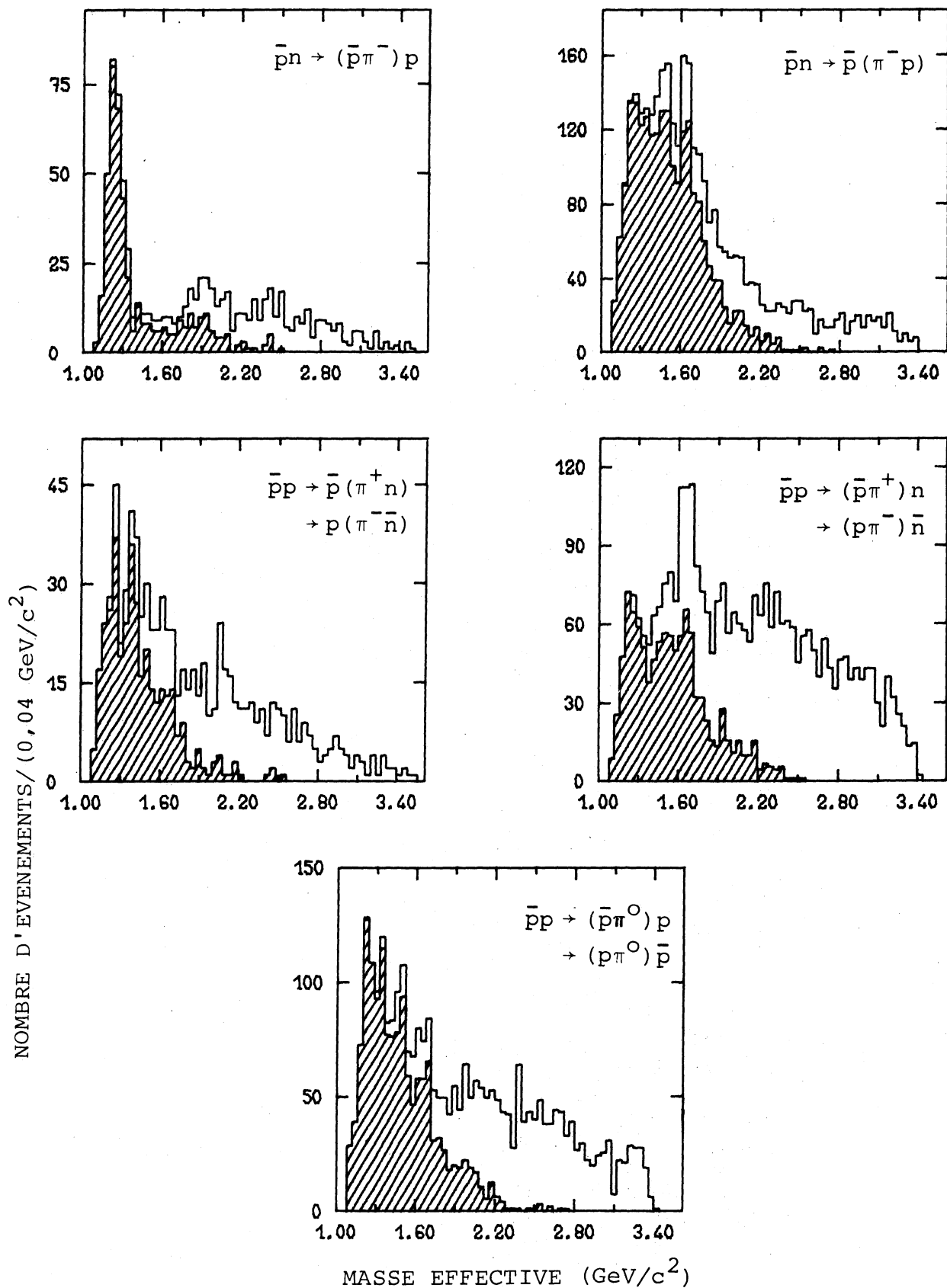


Figure 3.3 - Distributions de masse effective ($N\pi$) et ($\bar{N}\pi$). Les histogrammes hachurés sont obtenus à partir de la coupure en $\cos\theta_{\pi}^*$, définie dans le texte.

bles masses autour de $1,4 \text{ GeV}/c^2$. On observe également la présence d'un épaulement vers $1,7 \text{ GeV}/c^2$ qui indique qu'une faible production d'un $N^*(1680)$ ne peut être exclue. La distribution pour $I_X=1$ et $I=1/2(m_1)$ présente un pic à de plus hautes masses tandis que le système obtenu par $I_X=1$ et $I=3/2(m_3)$ est essentiellement dominé par la production de résonance $\Delta(1236)$. Le terme d'interférence m_{01} est positif et présente une large dépendance en fonction de la masse qui est maximale entre $1,2$ et $1,8 \text{ GeV}/c^2$; la distribution de m_{03} est analogue à celle de m_{01} mais varie avec une amplitude de deux à trois fois plus petite. Finalement, la distribution de m_{13} ne présente pas de structures et est compatible avec zéro quelle que soit M .

Les distributions de m_0 , m_1 , m_3 exprimées en fonction de t' présentent des allures exponentielles de pentes respectives $b = 7,2 \pm 1,2$; $5,0 \pm 3,8$ et $3,4 \pm 1,7 \text{ (GeV}/c)^{-2}$ dans le domaine $0,03 < t' < 0,45 \text{ (GeV}/c)^2$. Un important creux est observé dans la distribution de m_3 .

La collaboration scandinave Oslo - Stockholm - Helsinki - Åbo⁽³⁸⁾, en tentant d'ajuster la dépendance des sections efficaces d'isospin de la réaction $pN \rightarrow N\pi N$ par des fonctions de type P_{inc}^{-n} , a supposé que les quantités $\beta_{ij} = m_{ij}/\sqrt{m_i m_j}$ étaient constantes. Dans le but de tester cette hypothèse, nous présentons en Figure 3.6 la variation des différentes quantités β_{ij} en fonction de M et de t' ; on constate que cette hypothèse semble relativement bien être vérifiée par nos données.

4. COMPARAISON AVEC LES RESULTATS D'AUTRES EXPERIENCES

Nos résultats peuvent être directement comparés à ceux obtenus dans une étude analogue faite à $5,7 \text{ GeV}/c$ ⁽³⁹⁾. Les sections efficaces m_0 ($I_X=0$, $I=1/2$) sont en bon accord en allure et en amplitude à $5,7$ et $9 \text{ GeV}/c$. La comparaison de nos résultats avec ceux obtenus dans les réactions $\pi^\pm p \rightarrow \pi(\pi N)$ indique que l'allure de la distribution de m_0 est identique à la nôtre mais est plus faible d'un facteur environ $2/3$ pour $\pi^\pm p$. Notons que ce facteur correspond au rapport du contenu en quarks de π^\pm et \bar{p} . Dans toutes les expé-

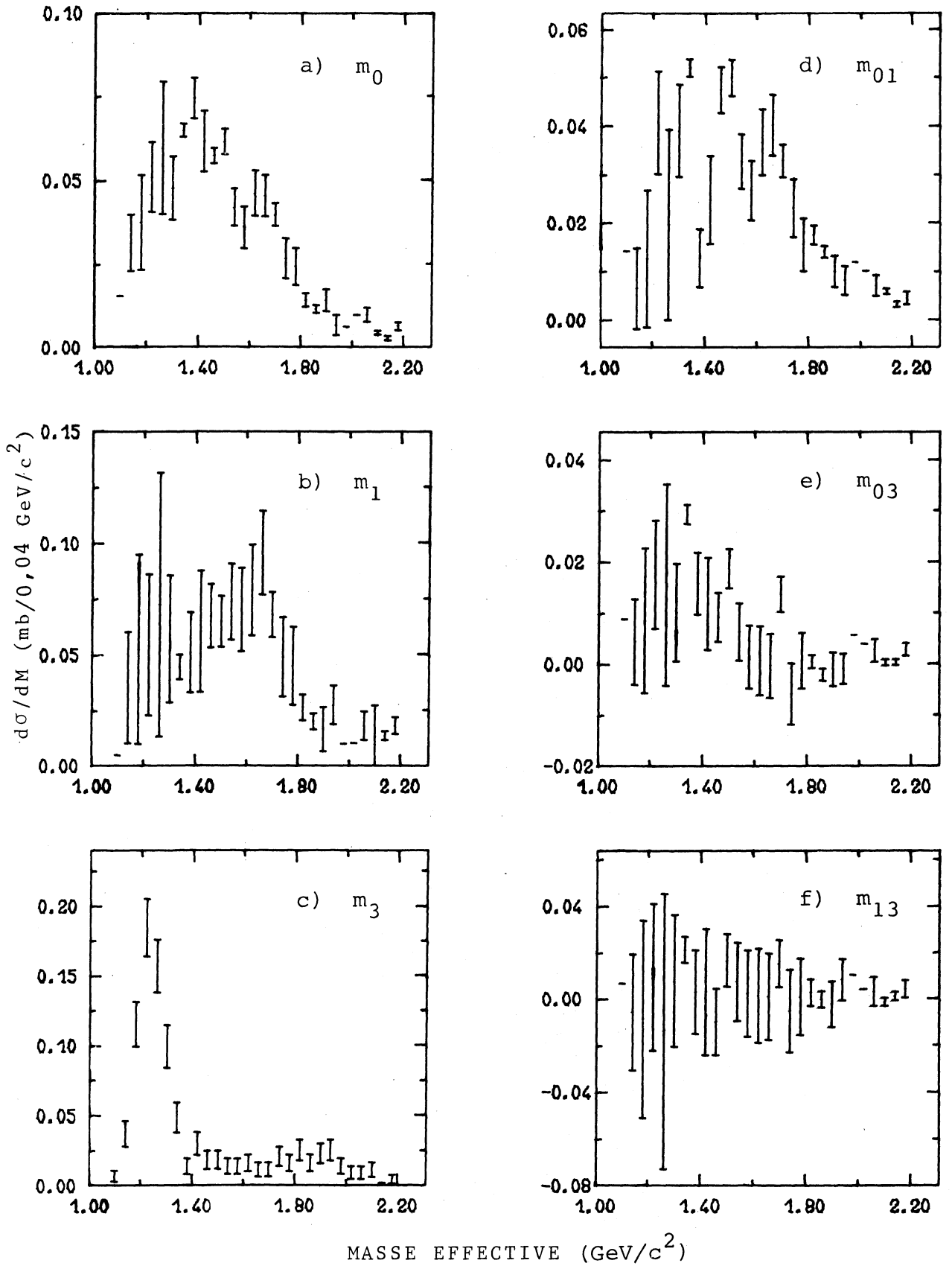


Figure 3.4 - Variation des sections efficaces différentielles d'isospin et des termes d'interférence en fonction de la masse effective ($N\pi$).

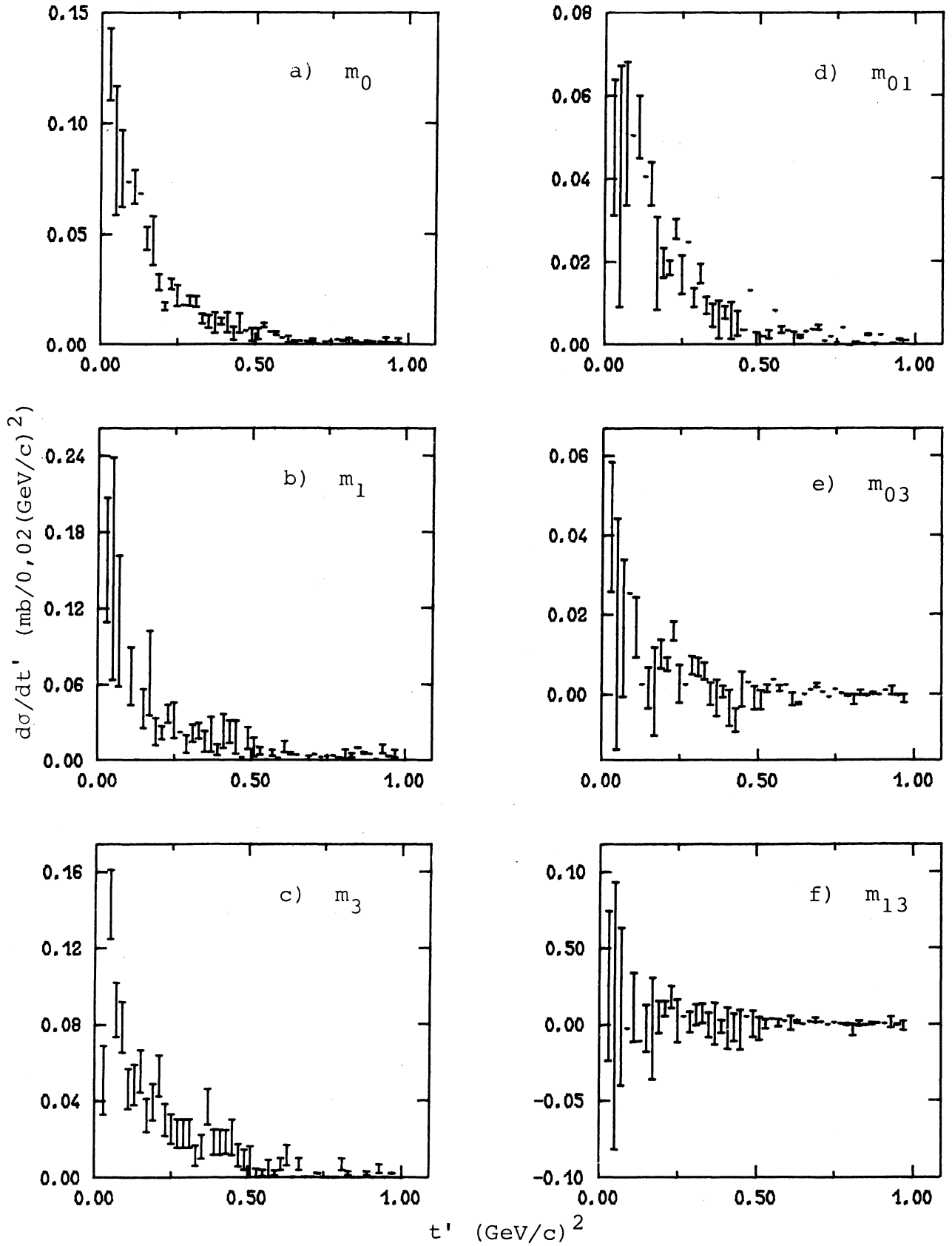


Figure 3.5 - Variation des sections efficaces différentielles d'isospin et des termes d'interférence en fonction de t' .

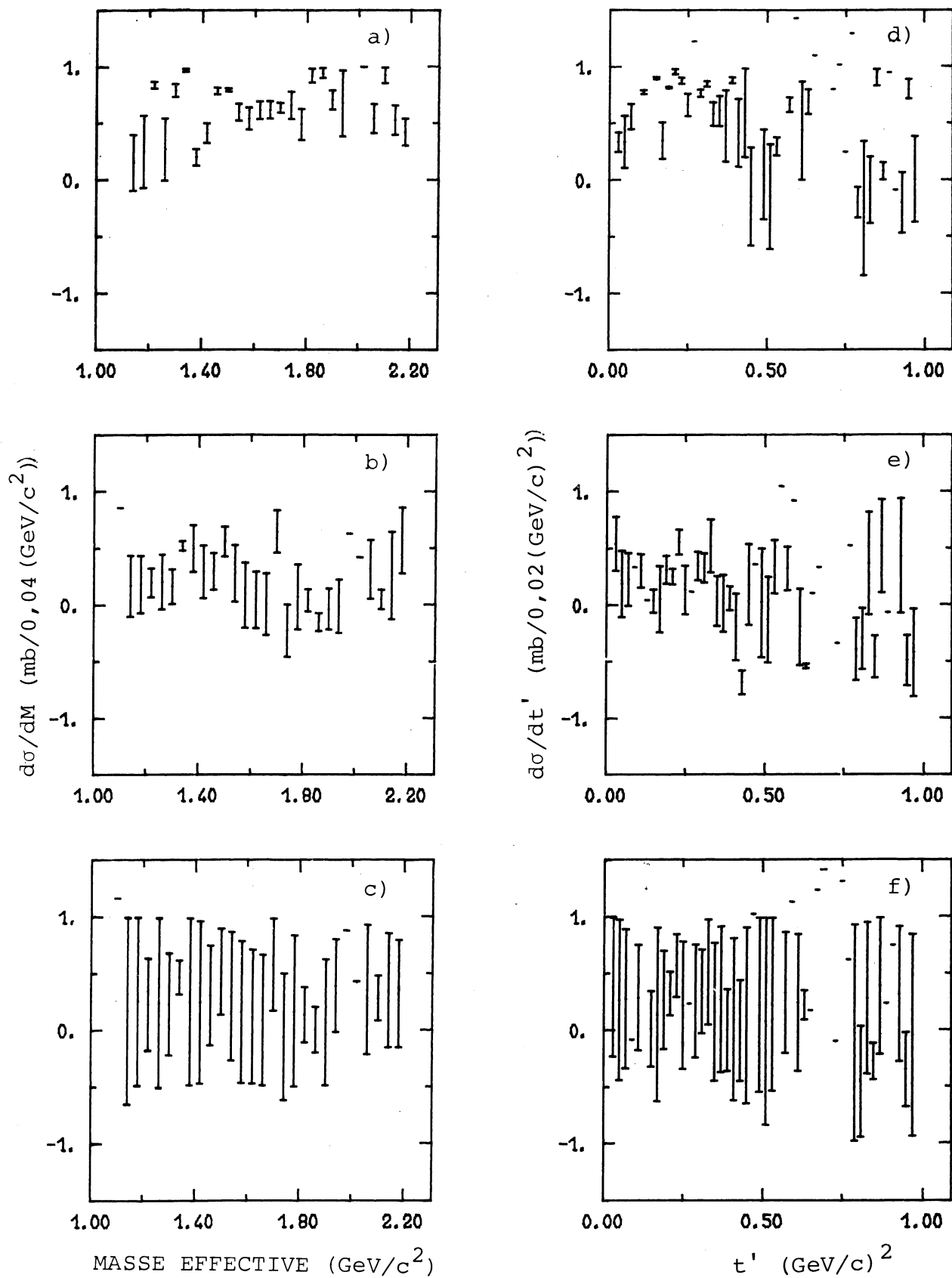


Figure 3.6 - Variation des termes d'interférence normalisés β_{01} (a,d), β_{03} (b,e) et β_{13} (c,f) en fonction de la masse effective $N\pi$ et de t' .

riences, on observe la contribution d'une résonance aux alentours de $1,7 \text{ GeV}/c^2$.

L'allure de la section efficace m_1 varie avec l'énergie; cependant, l'épaulement aux alentours de $M \sim 1,7 \text{ GeV}/c^2$ demeure la caractéristique dominante de cette distribution. L'allure générale est la même à $5,7$ et $9,2 \text{ GeV}/c$ ainsi que dans le cas $N\pi N$ mais la contribution relative des différentes masses change légèrement dans ce dernier cas. Les erreurs sont toutefois trop importantes pour permettre une comparaison détaillée. Le fait que m_1 est pratiquement nul dans la réaction πN reflète bien la différence dans les types d'échanges permis dans les réactions πN et $\bar{N}N$ puisque l'échange d'un pion est interdit dans le cas πN .

La section efficace m_3 est dominée par la production de résonance $\Delta(1236)$ dans tous les cas; à $9 \text{ GeV}/c$ $m_3 \sim m_1$ tandis qu'à $5,7 \text{ GeV}/c$ $m_3 \sim 2m_1$. La partie de m_3 due à la résonance $\Delta(1236)$ est en excellent accord en amplitude pour les réactions $\bar{N}\pi N$ et $N\pi N$ (Fig.3.7).

La comparaison avec les résultats des interactions pN peut être effectuée en considérant l'ajustement effectué en référence (40). Dans ce travail, les sections efficaces des réactions $pN \rightarrow N(\pi N)$ ont été compilées entre 6 et $1480 \text{ GeV}/c$ puis paramétrisées en fonction de P_{inc} sous la forme $m_i = k_i (P_{inc}/P_0)^{-n_i}$ et $\beta_{ij} = \text{constante}$, dans 14 intervalles de M de largeur $0,080 \text{ GeV}/c^2$ (P_0 est un facteur d'échelle égal à $10 \text{ GeV}/c$). En utilisant les valeurs issues de cet ajustement à $9 \text{ GeV}/c$, nous obtenons les courbes de la Figure 3.7 que nous avons reportées sur les distributions expérimentales de m_0 et m_3 présentées dans une largeur d'intervalle adéquate. On constate un bon accord entre l'allure de ces courbes et nos données.

On peut inclure les limites supérieures et inférieures des sections efficaces d'isospin à $9 \text{ GeV}/c$ (Table 3.2) avec celles définies à d'autres impulsions⁽³⁶⁾ et ajuster ces données par une fonction de type P_{inc}^{-n} ; on obtient $n_0 = 0,0 \pm 0,1$ pour m_0 , $n_1 = -0,48 \pm 0,28$ pour m_1 et $n_3 = -1,78 \pm 0,11$ pour m_3 . Dans le langage de la théorie

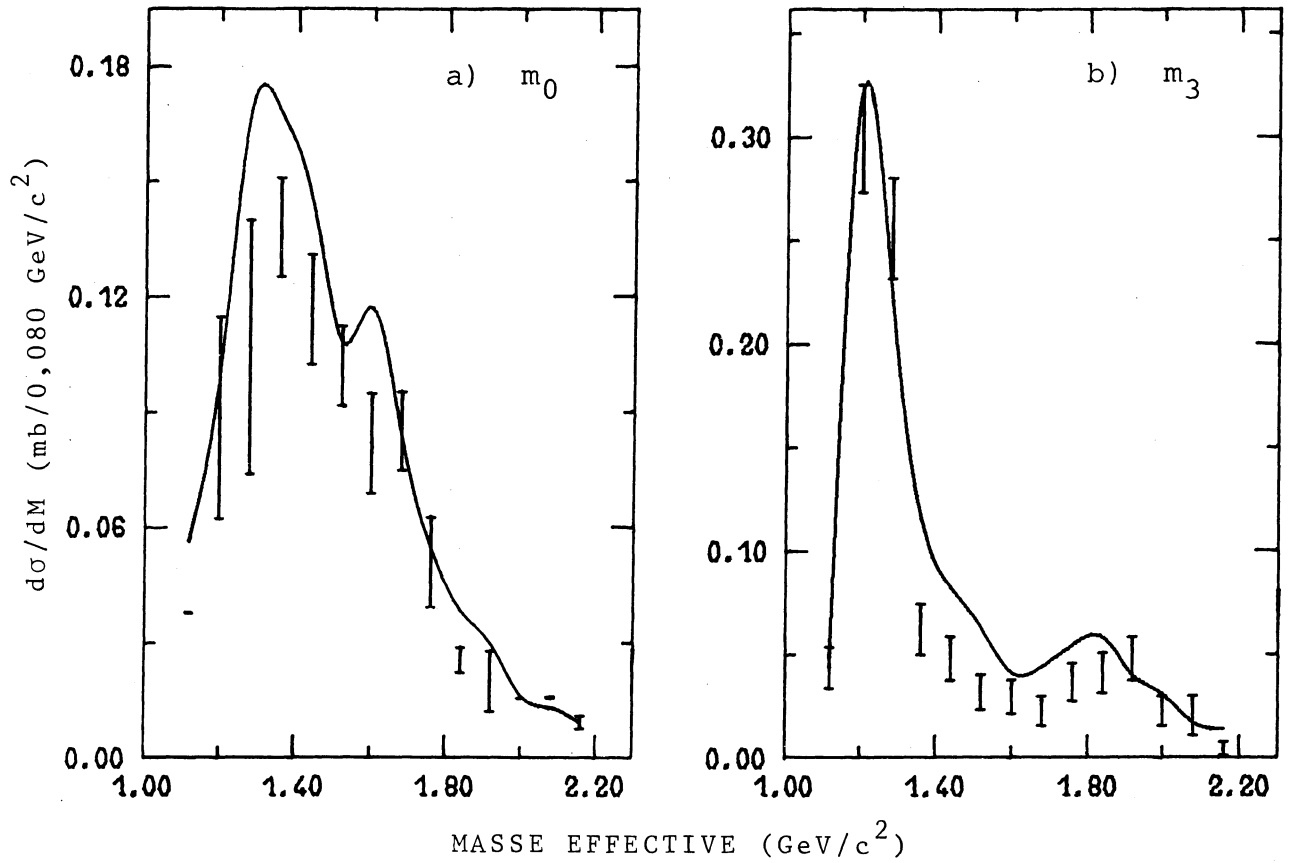


Figure 3.7 - Comparaison entre m_0 et m_3 pour les réactions $\bar{p}N \rightarrow \bar{N}\pi N$ (points expérimentaux) et $pN \rightarrow N\pi N$ (courbes en trait plein).

des pôles de Regge, la dépendance en P_{inc} des sections efficaces est de la forme

$$\sigma \propto P_{inc}^{[2\alpha(0)-2]}$$

où $\alpha(0)$ est l'ordonnée à l'origine de la trajectoire échangée dans le canal t , dans un diagramme de Chew - Frautschi. Ainsi la dépendance de $m_0 - (|M_{01}|^2)$ - peut être décrite par un échange de pomeron ($\alpha_p(0) \sim 1$) puisque l'on obtient une valeur de $n_0 \sim 0$, tandis que la valeur $n_3 \sim 2 - (|M_{13}|^2)$ - peut résulter de l'échange d'un pion ($\alpha_\pi(0) \sim 0$).

Les auteurs de la référence (36) ont constaté qu'il était difficile de reproduire les caractéristiques des système $\bar{N}\pi N$ et $N\pi N$ à l'aide d'un ajustement simultané. Nous comprenons à présent que les raisons en sont nombreuses puisque les amplitudes pour m_0 ont des allures différentes, les sections efficaces m_3 diffèrent à grandes masses, les termes d'interférence ne sont pas semblables, etc...

Les pentes des distributions de t' sont en bon accord à 5,7 et 9,2 GeV/c. Nous ne pouvons cependant pas déduire la dépendance de ces pentes en fonction de la masse du système ($N\pi$) en raison des grandes erreurs sur ces valeurs. Néanmoins, nous observons un creux dans la section efficace de m_3 exprimée en fonction de t' , lequel a été observé dans un grand nombre d'expériences.

CHAPITRE IV

PRODUCTION DE 2π DANS LES REACTIONS $\bar{p}n$

Dans ce chapitre, nous étudierons la production de 2π dans les interactions $\bar{p}n$. A cet effet, nous considérerons les réactions

$$\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n\pi^+\pi^- \quad (1)$$

$$\rightarrow \bar{n}p\pi^-\pi^- \quad (2)$$

$$\rightarrow \bar{p}p\pi^-\pi^0 \quad (3)$$

L'analyse des réactions (1) et (2) est facilitée grâce à des propriétés de symétrie du système $\bar{p}n$ qui permettent de tester la qualité des échantillons expérimentaux correspondant à ces états finals.

En effet, le système antiproton-neutron - en supposant que les particules ne sont pas polarisées - est un état propre de l'opérateur $U = GR(\pi)$; G désigne l'opérateur de parité G et $R(\pi)$ une rotation de 180° autour d'un axe quelconque perpendiculaire à la direction de l'antiproton incident dans le système du centre de masse $\bar{p}n$. En appliquant un raisonnement analogue à celui fait pour les réactions $\bar{p}p$ ⁽⁴¹⁾, l'invariance du système initial $\bar{p}n$ par rapport à l'action de l'opérateur U conduit à certaines relations entre certains états finals qui sont U -conjugués⁽⁴²⁾.

L'état final $\bar{p}n\pi^+\pi^-$ [$\bar{n}p\pi^-\pi^-$] étant U -conjugué avec lui-même les distributions angulaires de l'antiproton [antineutron] et du neutron [proton] doivent être réfléchies l'une par rapport à l'autre, tandis que les distributions angulaires des pions doivent être symétriques. De même, la distribution de masse effective d'un système de particules doit être identique à celle du système qui lui est conjugué sous l'action de l'opérateur U . Ainsi, dans la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n\pi^+\pi^-$ les résonances $\bar{\Delta}^{--} \rightarrow \bar{p}\pi^-$ et $\Delta^- \rightarrow n\pi^-$ doivent être produites en quantités égales; il en est de même pour la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{n}p\pi^-\pi^-$, où cette fois-ci ce sont les taux de production des résonances $\bar{\Delta}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$ et $\Delta^0 \rightarrow p\pi^-$ qui doivent être identiques. Ces propriétés nous seront utiles pour définir des lots d'événements correspondant aux réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{N}N\pi\pi$.

1.- SELECTION DES EVENEMENTS APPARTENANT AUX REACTIONS $\bar{p}n \rightarrow \bar{N}N\pi\pi$

1.1. La réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}p\pi^-\pi^0$

Dans le canal $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}p\pi^-\pi^0$, 708 événements sont candidats de façon unique tandis que 918 événements sont ambigus avec d'autres hypothèses (Table 1.3). Après l'étude du canal $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}p\pi^-$, les principales ambiguïtés restant à résoudre consistent en

- 207 événements ambigus avec le canal $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$ (A)
- 286 événements ambigus avec le canal $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{n}p\pi^-\pi^-$ (B)
- et 41 événements ambigus avec la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$ (C)

Pour ce faire, nous avons examiné dans chaque hypothèse en présence la compatibilité de la distribution du carré de la masse manquante MM^2 avec la valeur du carré de la masse de la particule neutre émise. Ce test nous a conduit à attribuer les événements ambigus avec les réactions (A) et (B) aux réactions $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$ et $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{n}p\pi^-\pi^-$ respectivement. La comparaison des spectres de MM^2 ne permettant pas de résoudre l'ambiguïté pour les événements de la catégorie (C), nous avons donc retenu l'hypothèse la plus probable.

A ce stade, 890 événements sont candidats pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}p\pi^-\pi^0$. Cependant on observe un excès d'événements ayant de faibles probabilités de χ^2 et des valeurs de MM^2 éloignées de la valeur attendue; nous avons donc éliminé ces événements en appliquant les coupures résumées en Table 4.1 et obtenu ainsi un échantillon de 780 événements que nous avons attribués à la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-\pi^0$.

1.2. La réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{n}p\pi^-\pi^-$

Pour cette réaction, nous avons obtenu 435 événements de manière unique alors que 561 événements satisfont également les contraintes cinématiques d'une autre hypothèse.

L'ambiguïté du canal étudié avec la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$ a été résolue en supposant que le périphérisme observé dans les réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{N}N\pi\pi$ dans le domaine d'impulsion incidente entre 5 et 15 GeV/c était également suivi pour les réactions que nous étudions. Or, pour les 251 événements ambigus en présence, l'antineu-

tron est toujours émis vers l'arrière dans le système du centre de masse $\bar{p}n$; nous avons donc attribué ces événements à la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n \pi^+ \pi^-$.

Pour les 18 événements ambigus avec la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$, nous avons comme précédemment utilisé la loi de compatibilité de MM^2 avec le carré de la masse de la particule neutre et pu ainsi attribuer ces événements à la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{n}p \pi^- \pi^-$.

Intervalle	$\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}p \pi^- \pi^0$	$\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{n}p \pi^- \pi^-$	$\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n \pi^+ \pi^-$
$MM^2 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$	-0,26 ; 0,16	<2,2	-1 ; 2,5
$DMM^2 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$	<0,4	<3	<1,55
Energie manquante (GeV)	>0	—	—
Probabilité de χ^2	—	—	0,05 – 1,0

TABLE 4.1

Coupures effectuées pour épurer les lots d'événements candidats aux réactions $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{N}N \pi \pi$. Les événements éliminés sont ceux extérieurs aux domaines indiqués. DMM^2 représente l'erreur sur MM^2 .

Après épuration (Table 4.1), le lot d'événements candidats à la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{n}p \pi^- \pi^-$ comporte 713 candidats. Cet échantillon ne présente cependant pas les symétries décrites précédemment. En effet, nous observons une forte accumulation d'événements ayant l'antineutron émis vers l'arrière dans le système du centre de masse $\bar{p}n$; nous concluons donc que notre échantillon est fortement contaminé par d'autres réactions.

Cette contamination a été mise en évidence en observant la distribution de l'impulsion des deux π^- (p_{π}^{lab}) émis dans le système du laboratoire (Fig.4.1). La partie hachurée sur cette figure correspond au π^- le plus rapide; nous constatons une accumulation anormale d'événements ayant un π^- rapide dans la région de $p_{\pi}^{\text{lab}} \geq 3,5$ GeV/c. A partir d'une étude faite à l'aide d'une méthode de Monte Carlo, nous avons attribué cette accumulation à une contamination par la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p} p \pi^- \pi^0 \pi^0$. En effet, nous avons généré de façon périphérique des événements correspondant à la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p} p \pi^- \pi^0 \pi^0$; après avoir attribué à l'antiproton sortant la masse du π^- , nous avons calculé la masse effective qu'aurait dans ces conditions le système neutre. Nous observons que, pour des impulsions du faux π^- supérieures à 3,5 GeV/c, la masse du système neutre tend à se localiser autour de la masse du neutron. De tels événements peuvent ainsi simuler la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{n} p \pi^- \pi^-$ en produisant une accumulation dans la région de $p_{\pi}^{\text{lab}} > 3,5$ GeV/c. Nous avons donc éliminé les événements ayant p_{π}^{lab} supérieure à 3,9 GeV/c et obtenu un échantillon de 317 événements attribués à la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{n} p \pi^- \pi^-$ et qui, comme décrit ci-après, présente bien les symétries attendues pour cette réaction.

1.3. La réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{n} p \pi^+ \pi^-$

Parmi les événements qui satisfont aux contraintes cinématiques de la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{n} p \pi^+ \pi^-$ où p_s désigne le proton qui s'arrête dans la chambre, 857 sont déterminés de façon unique tandis que 2698 événements vérifient également les contraintes d'une autre hypothèse indiquée dans la Table 1.3.

Nous avons levé les ambiguïtés de la réaction étudiée avec les canaux $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{n} p \pi^+ \pi^-$ et $\bar{p}d \rightarrow p_s \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$ en utilisant le critère de compatibilité de MM^2 avec le carré de la masse de la particule neutre dans les deux réactions concurrentes. Le bon accord entre la distribution de MM^2 et M_n^2 dans l'hypothèse $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{n} p \pi^+ \pi^-$ nous a conduit à assigner les événements ambigus à cette réaction.

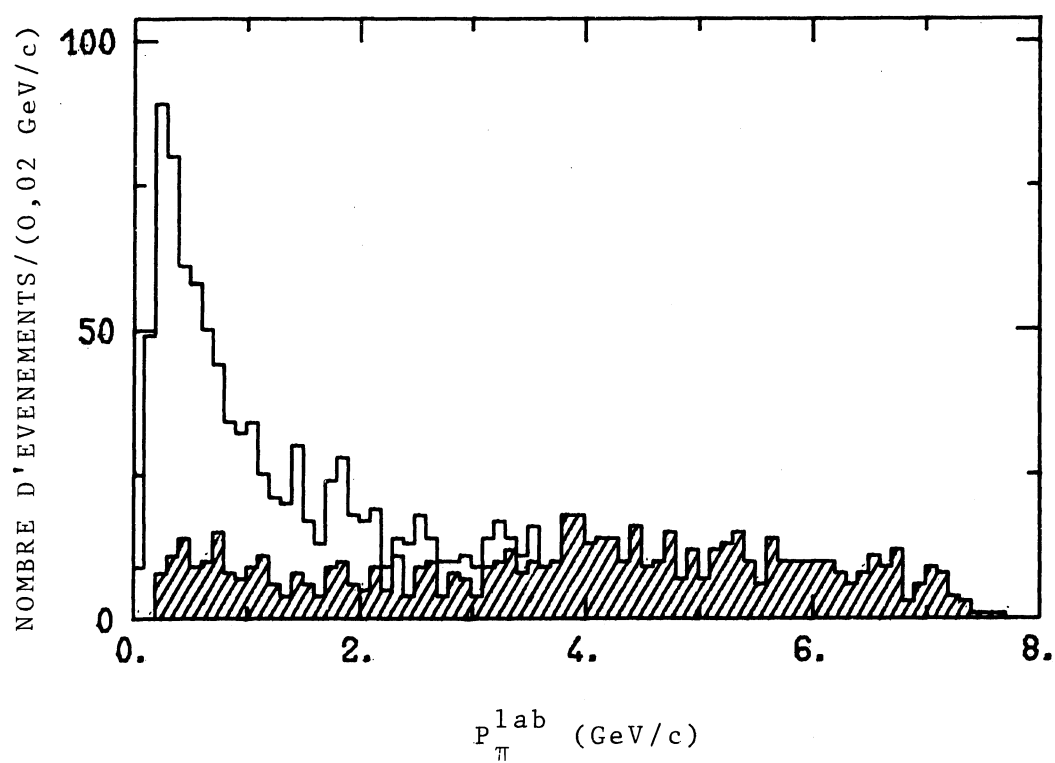


Figure 4.1 - Distribution de l'impulsion dans le système du laboratoire des π^- pour les 713 événements candidats à la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{n} p \pi^- \pi^-$. L'histogramme hachuré correspond au π^- le plus rapide.

La résolution de l'ambiguïté avec la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ est décrite au Chapitre V. Parmi les 528 événements ambigus, 74 ont été attribués au canal $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$.

Les événements ambigus entre les réactions $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$ et $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-\pi^0$ présentent dans l'hypothèse cohérente une distribution de MM^2 qui prend en majorité des valeurs négatives donc incompatibles avec $M_{\pi^0}^2$. Cependant, dans l'hypothèse $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$, la distribution de MM^2 est centrée à une valeur légèrement supérieure à M_n^2 ; une étude de la distribution de l'énergie manquante (ME) nous a conduit à attribuer à la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$ les événements ayant la quantité ME négative dans l'hypothèse $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-\pi^0$; pour ces événements, la distribution de MM^2 est bien centrée à M_n^2 .

Il y a à ce stade 2696 événements candidats à la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$, dont nous avons extrait un lot de 2124 événements après avoir effectué les coupures décrites en Table 4.1; pour ces événements, la distribution de MM^2 , présentée en Figure 4.2, est bien centrée autour de M_n^2 .

Nous avons mis en évidence la qualité des échantillons ainsi attribués aux trois réactions considérées à l'aide des diagrammes à deux dimensions (A, probabilité) de la Figure 4.3 où la quantité A est définie par

$$A = \frac{MM^2 - MM_{\text{théorique}}^2}{DMM^2}$$

Ces diagrammes reproduisent théoriquement une distribution de Gauss centrée à 0 et de largeur 1; on constate un bon accord entre cette prédiction et les résultats expérimentaux obtenus. Toutefois, comme nous le verrons ci-dessous, nous avons été amenés à extraire un lot d'événements attribués à la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$ et qui résultent en fait d'un mécanisme cohérent. Après cette opération, nous obtenons la section efficace des réactions de production de 2π résumées en Table 4.2.

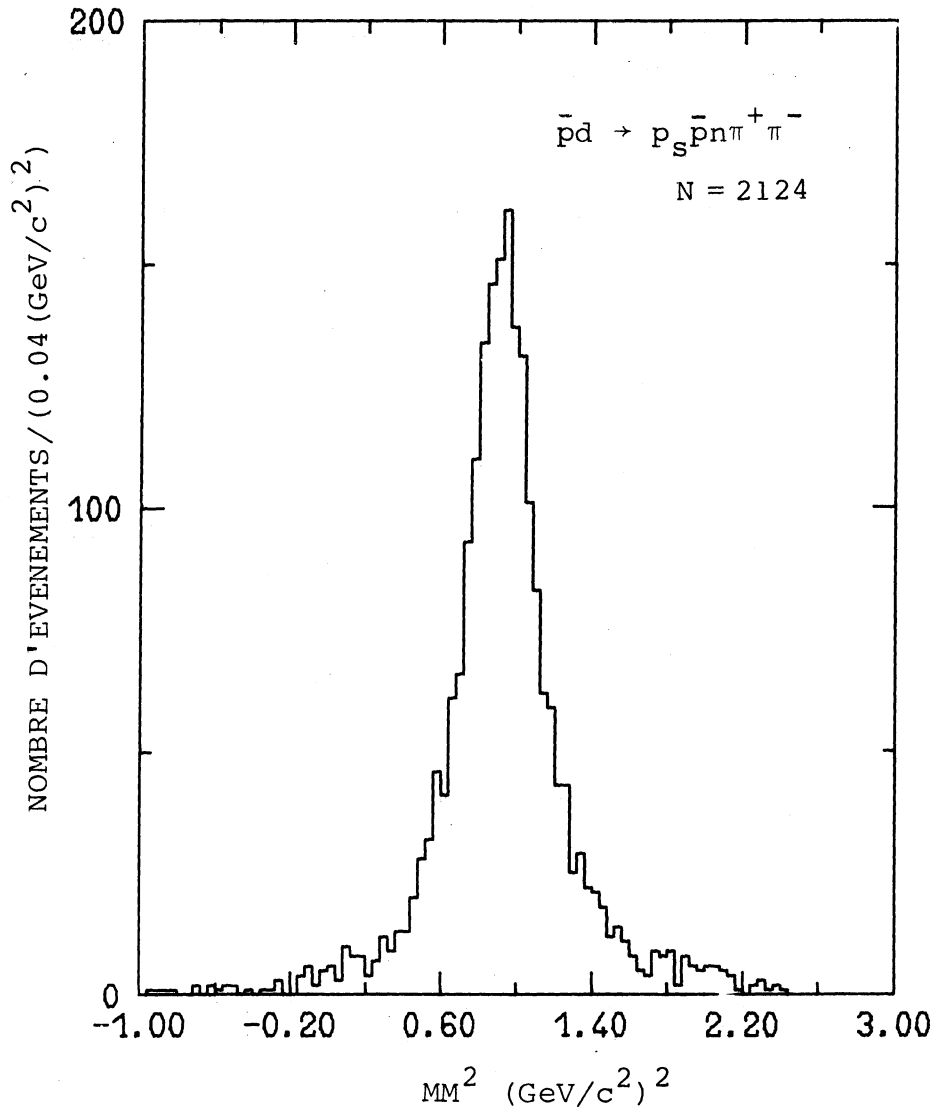


Figure 4.2 - Distribution du carré de la masse manquante pour les événements appartenant à la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p} n \pi^+ \pi^-$, où p_s désigne un proton stop.

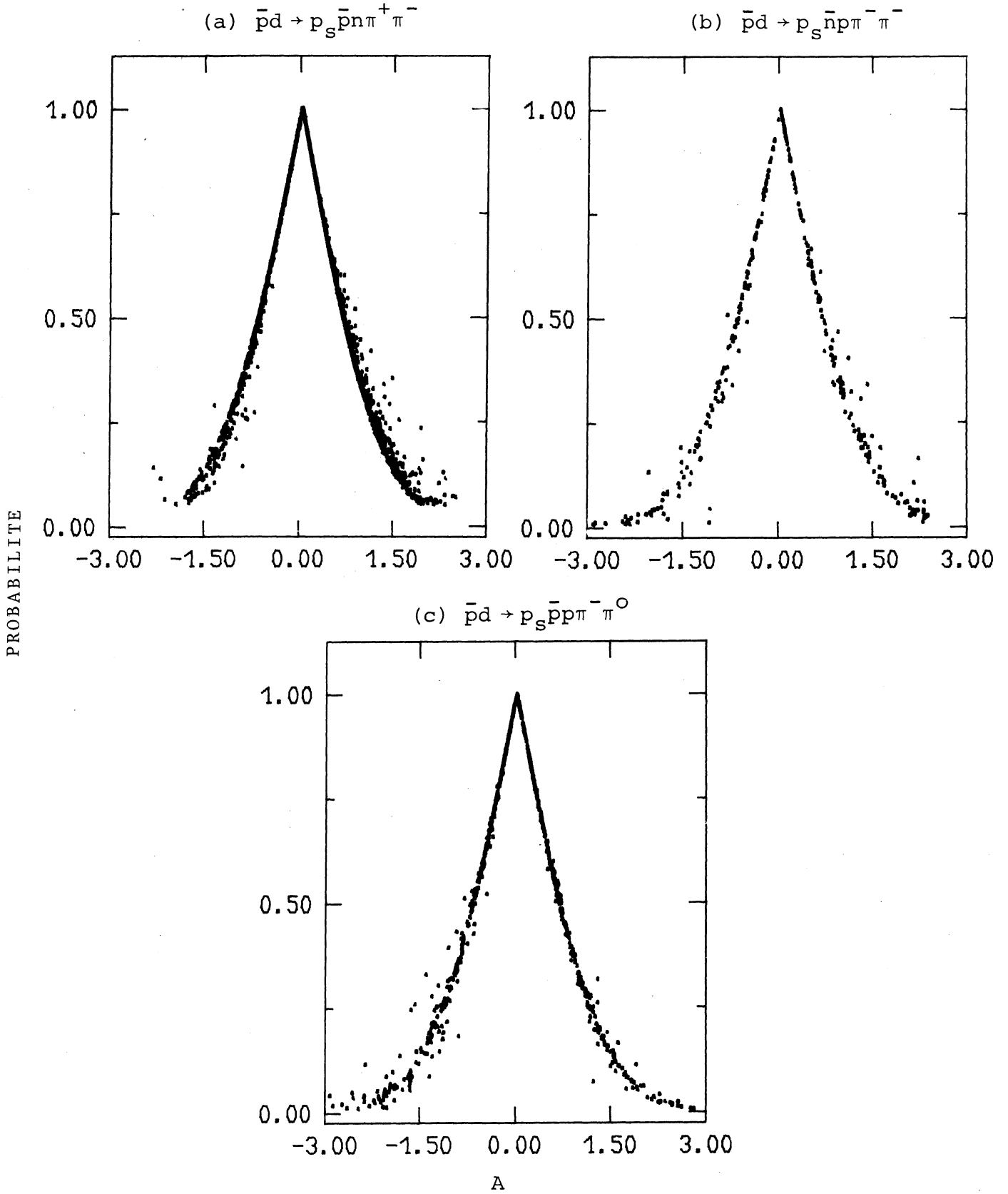


Figure 4.3 - Diagramme de $A = (MM^2 - MM_{\text{théorique}}^2)/DMM^2$ en fonction de la probabilité pour les trois réactions étudiées.

réaction	section efficace (mb)
$\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n\pi^+\pi^-$	$1,79 \pm 0,09$
$\bar{p}n \rightarrow \bar{n}p\pi^-\pi^-$	$0,56 \pm 0,06$
$\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-\pi^0$	$1,28 \pm 0,09$

TABLE 4.2

Section efficace des canaux de production de 2π

Nous remarquons que les sections efficaces de production de 2π sont beaucoup plus petites que celles obtenues dans les collisions $\bar{p}p$ et proton-nucléon dans la même gamme d'impulsion incidente, puisque l'on a

$$\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-) = 2,60 \pm 0,05 \text{ à } 9,1 \text{ GeV}/c^{(43)}$$

$$\sigma(pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-) = 2,4 \pm 0,2 \text{ à } 10 \text{ GeV}/c^{(44)}$$

$$\text{et } \sigma(pn \rightarrow pn\pi^+\pi^-) = 3,80 \pm 0,31 \text{ à } 11,6 \text{ GeV}/c^{(45)}$$

Ce comportement a également été observé dans des domaines de P_{inc} autour de 5 et 7 GeV/c⁽⁴⁶⁾.

2.- OBSERVATION DE L'EFFET d* DANS LA REACTION $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$

Tous les événements attribués à la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$ ne sont pas produits avec un proton spectateur comme l'indique un diagramme de l'impulsion du proton P_p le plus lent dans le système du laboratoire en fonction du cosinus de son angle d'émission $\cos\theta_p$ (Fig. 4.4); on constate une forte accumulation d'événements dans la région $\cos\theta_p > 0$. Les projections de ce diagramme présentées en Figure 4.5 ne présentent pas les caractéristiques d'un nucléon spectateur prédites par le modèle d'approximation d'impulsion. En effet,

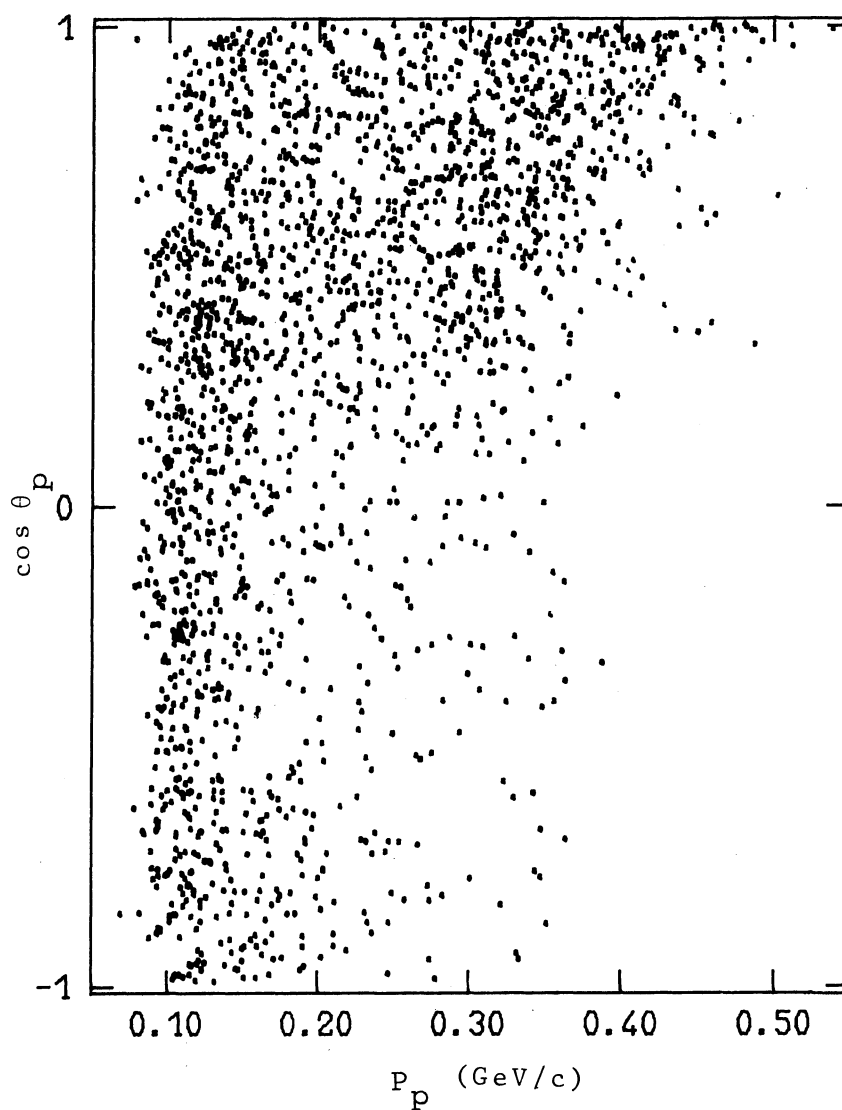


Figure 4.4 - Diagramme de l'impulsion du proton en fonction du cosinus de son angle d'émission dans le système du laboratoire, pour les événements appartenant à la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n \pi^+ \pi^-$.

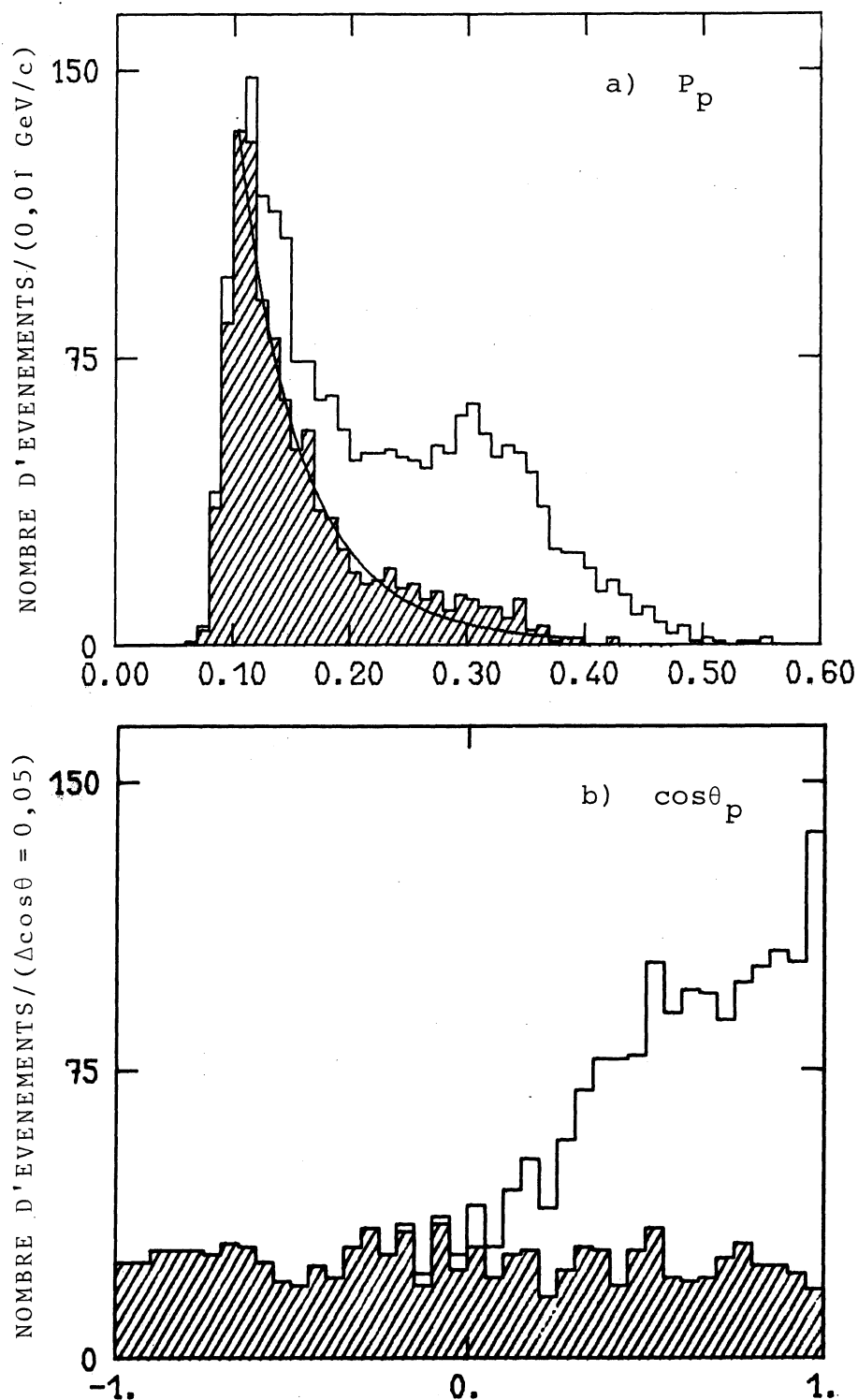


Figure 4.5 - a) Distribution de l'impulsion du proton de la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n \pi^+ \pi^-$ dans le système du laboratoire
 b) Cosinus de l'angle d'émission de ce proton par rapport à la direction de l'antiproton incident.
 La partie hachurée correspond aux événements attribués à la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n \pi^+ \pi^-$; la courbe en a) représente la prédiction de la fonction d'onde de Hulthén.

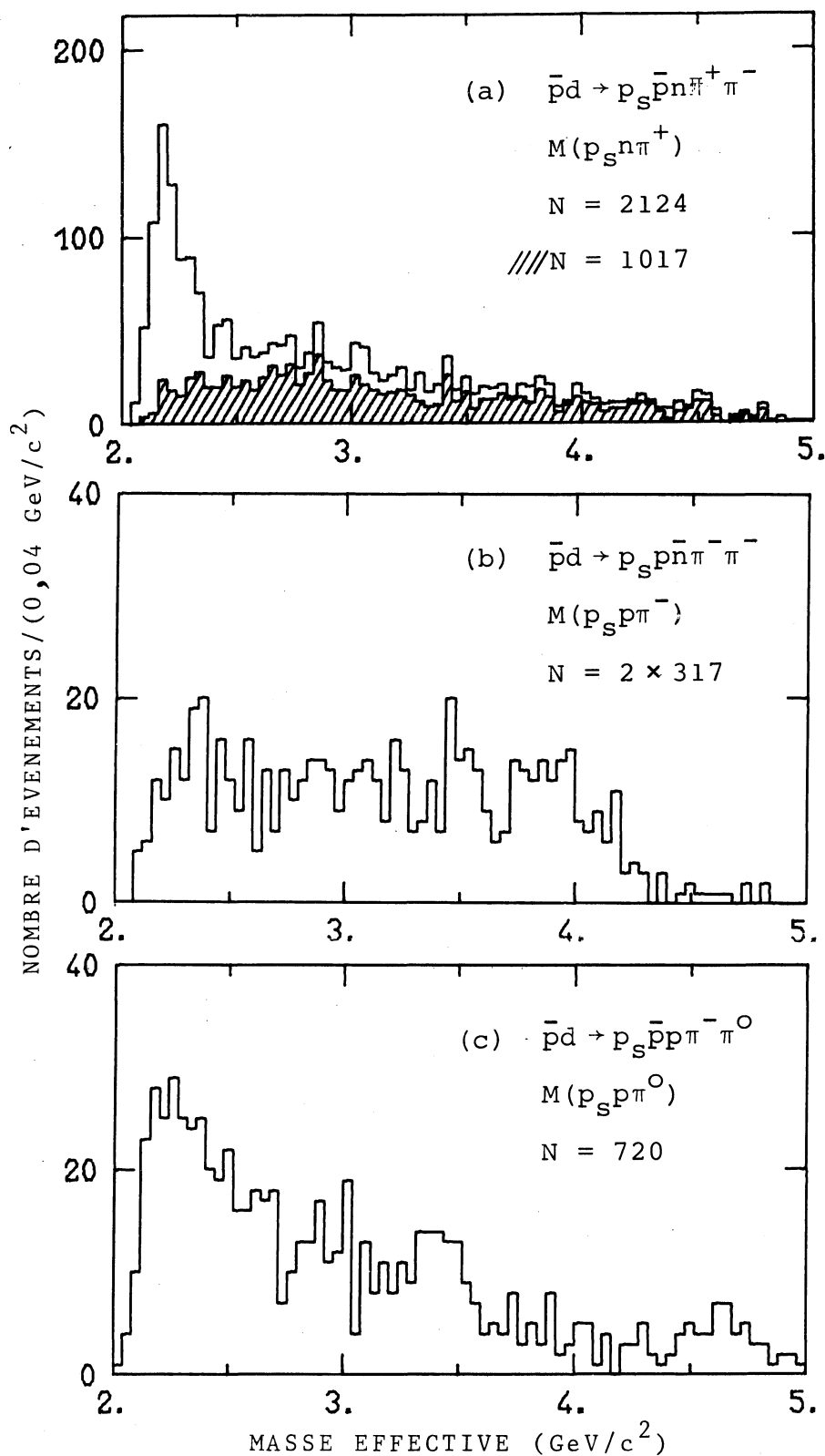


Figure 4.6 - Distribution de la masse effective $p_S N \pi$. L'histogramme hachuré est obtenu après élimination des événements résultant de l'effet d^* .

i) la distribution de P_p ne suit pas les prédictions issues de la fonction du deutérium et, ii) l'écart avec isotropie de la distribution de $\cos\theta_p$ est trop important pour être interprété par un effet du facteur de flux. Nous allons voir que ces écarts sont principalement imputables à des événements résultant d'un mécanisme de production cohérente et qui peuvent être extraits à l'aide d'une méthode proposée dans l'analyse de l'expérience $\bar{p}d$ à 5,55 GeV/c⁽⁴⁷⁾.

Parmi les événements attribués au processus $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p} n \pi^+ \pi^-$, on peut éliminer ceux dans lesquels le neutron a une impulsion plus petite que celle du proton dans le système du laboratoire. Cette coupure réduit de façon notable l'accumulation d'événements ayant $\cos\theta_p > 0$ sur la Figure 4.4. Cependant un calcul fait à l'aide d'une méthode de Monte Carlo en admettant l'égalité des sections efficaces pour les réactions $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p} n \pi^+ \pi^-$ et $\bar{p}d \rightarrow n_s \bar{p} p \pi^+ \pi^-$, indique que l'excès d'événements sur la Figure 4.4 est trop important pour être entièrement expliqué par la présence de la réaction avec neutron spectateur $\bar{p}d \rightarrow n_s \bar{p} p \pi^+ \pi^-$. Nous avons interprété cet excès comme étant dû à l'effet d^* qui est également produit dans la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p} d \pi^+ \pi^-$ (§ V). En effet, la distribution de masse effective $M(p_s n \pi^+)$ (Fig.4.6) présente un important pic de largeur $\sim 0,2$ GeV/c², centré à $M(p_s n \pi^+) \sim 2,2$ (GeV/c²) analogue à celui observé dans la masse $M(d \pi^+)$ dans la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p} d \pi^+ \pi^-$. Une importante fraction de cet épaulement est associée à la production de la résonance $\bar{\Delta}^{--}(1236)$, comme l'indique le diagramme triangulaire de $M(\bar{p} \pi^-)$ en fonction de $M(p_s n \pi^+)$ (Fig.4.7). La répartition des événements sur ce diagramme est analogue à celle obtenue pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p} d \pi^+ \pi^-$. Dans cette dernière réaction, l'effet d^* est généralement interprété comme résultant d'une interaction entre le π^+ sortant et un des nucléons du deuton qui conduit à la formation d'une résonance $\Delta(1236)$. Cette résonance se désintègre à son tour pour donner un π et un nucléon, lequel se recombine à l'autre nucléon pour former un deuton⁽⁴⁸⁾. Nous présentons en Figure 4.8a les distributions angulaires de désintégrations du π^+ du système $p_s n \pi^+$ dans le référentiel de Gottfried-Jackson. L'allure de la distribution de $\cos\theta_{GJ}$ est analogue à celle obtenue dans la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p} d \pi^+ \pi^-$ (Fig.5.5). Cette forte asymétrie représente l'argument majeur contre l'inter-

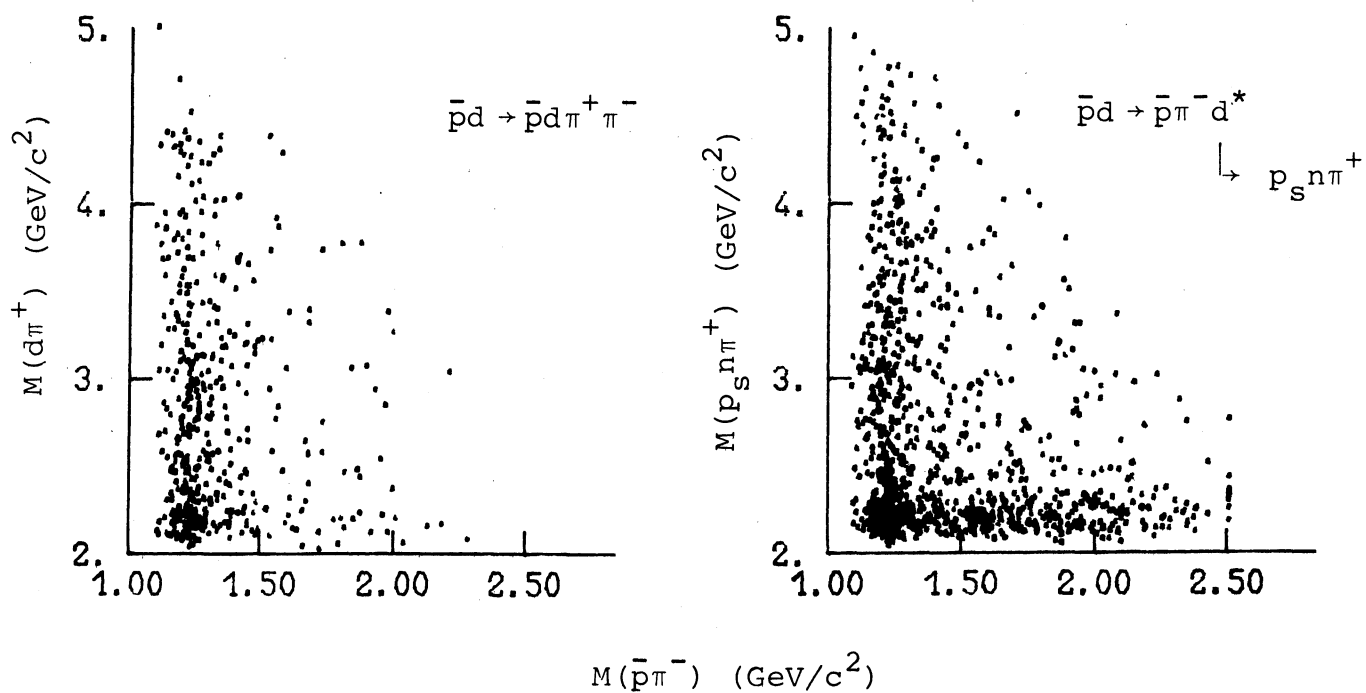


Figure 4.7 - Diagramme triangulaire de la masse $M(\bar{p}\pi^-)$ en fonction de la masse effective $M(d\pi^+)$ et $M(p_s n\pi^+)$ pour les réactions $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ et $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}\pi^- d^*(p_s n\pi^+)$

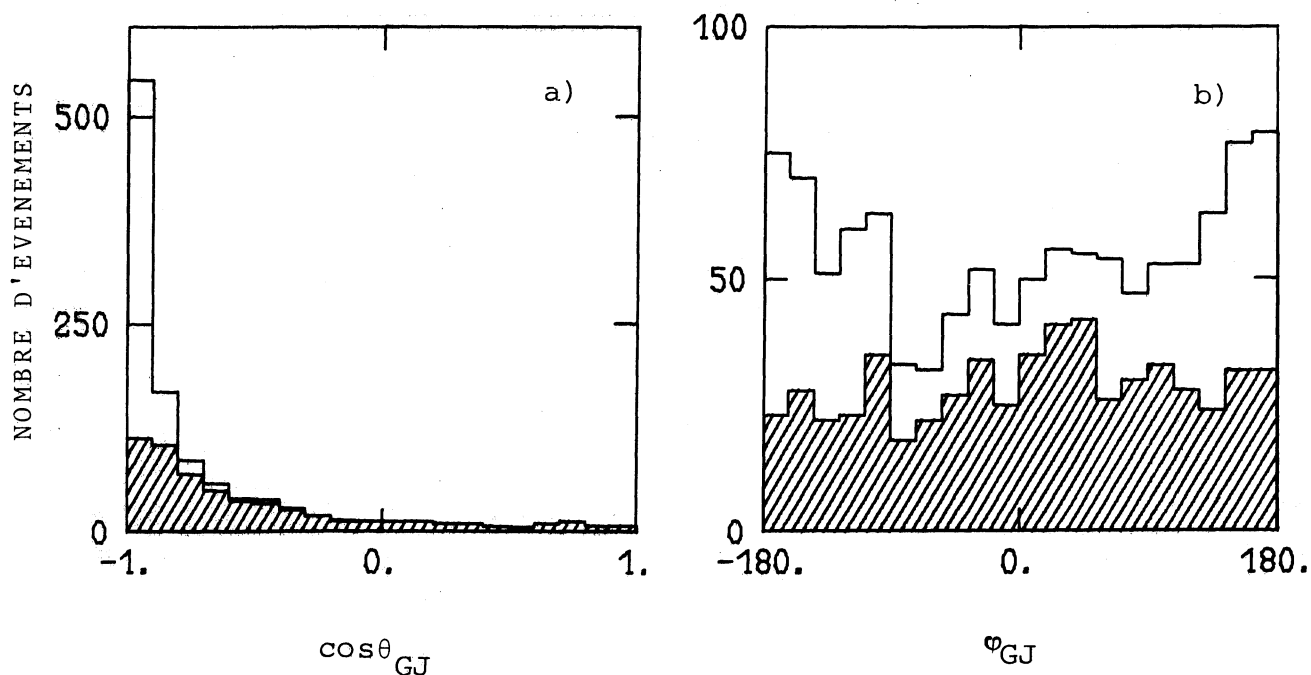


Figure 4.8 - Distributions angulaires de désintégration du π^+ dans le référentiel de Gottfried-Jackson, pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow d^* \bar{p} \pi^-$ ou $d^* \rightarrow p_s n \pi^+$. La partie hachurée est obtenue en sélectionnant les événements ayant $M(p_s n \pi^+) < 2,35 \text{ GeV}/c^2$.

prétation de l'effet d^* comme une résonance. Cette asymétrie a également été observée dans un grand nombre d'expériences sur deutérium, lesquelles mettent en jeu une grande variété de particules incidentes dans une large gamme d'impulsion⁽⁹⁾.

Dans la mesure où l'effet d^* résulte de la rediffusion d'un π sur le deuton de l'état final, il est aisé de concevoir qu'il doit exister des réactions de rediffusion dans lesquelles le deutérium sortant ne reste pas entier mais est dissocié en proton et neutron. Un possible mécanisme de production est décrit dans la Figure 4.9.

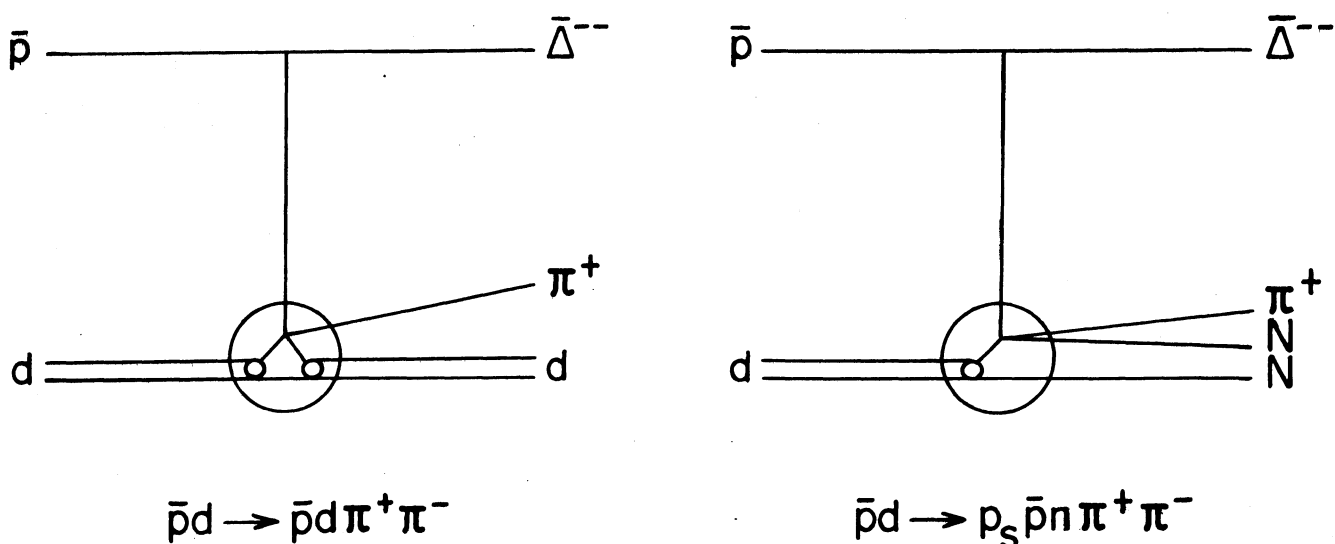


Figure 4.9

Diagrammes d'échange d'un pion proposés pour décrire l'effet d^* . Sur cette figure, p_s désigne un proton s'arrêtant dans la chambre et qui peut simuler un proton spectateur.

Les événements résultant d'un mécanisme de production avec $d^* \rightarrow pn\pi^+$ ont été extraits d'une manière similaire à celle utilisée à 5,55 GeV/c⁽⁴⁷⁾. Nous obtenons ainsi une distribution de $M(p_s n \pi^+)$ dans laquelle l'important pic centré à 2,2 GeV/c² a disparu (partie hachurée de la Figure 4.6a). Pour ces événements qui correspondent

à la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n\pi^+\pi^-$, on constate sur la Figure 4.5 que la distribution d'impulsion ainsi que la distribution angulaire du proton spectateur sont en bon accord avec les prédictions du modèle d'approximation d'impulsion.

Une mesure de la qualité des lots d'événements attribués aux réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n\pi^+\pi^-$ et $\bar{p}n \rightarrow \bar{n}p\pi^-\pi^-$ peut être obtenue à l'aide d'un diagramme du cosinus de l'angle de production de l'antibaryon en fonction de l'angle d'émission du baryon, dans le système du centre de masse $\bar{p}n$ (Fig.4.10). Ce diagramme doit être symétrique autour de la deuxième diagonale pour les réactions (1) et (2); on constate que cette propriété est satisfaite ainsi que le montrent également les distributions angulaires individuelles pour chaque particule de ces deux états finals (Fig.4.11 et 4.12).

Les événements attribués au processus $\bar{p}d \rightarrow d^*\bar{p}\pi^-$ avec $d^* \rightarrow p_s n\pi^+$ présentent certaines caractéristiques très différentes de celles des événements attribués à la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$ avec un proton spectateur. Par exemple, si l'on paramétrise la distribution du quadrimoment de transfert entre le deuton et le système $p_s n\pi^+$ par une fonction de type exponentielle, on obtient une pente égale respectivement à $7,4 \pm 0,5 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ pour les événements résultant d'une interaction sur neutron et à $14,0 \pm 0,5 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow d^*\bar{p}\pi^-$. Cette dernière valeur est proche de celles obtenues dans les canaux $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ et $\bar{p}d \rightarrow \bar{N}d\pi\pi\pi$ (§V). De même, les limites inférieures du paramètre d'impact (Table 4.5) diffèrent notablement entre ces deux processus et se rapprochent, pour l'effet d^* , des valeurs obtenues dans les canaux cohérents. Le rapport $(d^* \rightarrow pn\pi^+)/ (d^* \rightarrow d\pi^+)$ augmente en fonction de l'impulsion incidente de 1,8 à 5,55 GeV/c à 2,9 à 7,0 GeV/c⁽⁴⁹⁾ et à 3,6 à 9,2 GeV/c.

Dans les réactions $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{n}p\pi^-\pi^-$ et $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}p\pi^-\pi^0$, la production de l'effet d^* est moins importante que pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$. Ceci est clairement visible sur la Figure 4.6 qui présente la distribution de masse effective $M(p_s N\pi)$ pour les trois canaux étudiés. Par ailleurs, si on interprète le d^* à l'aide du

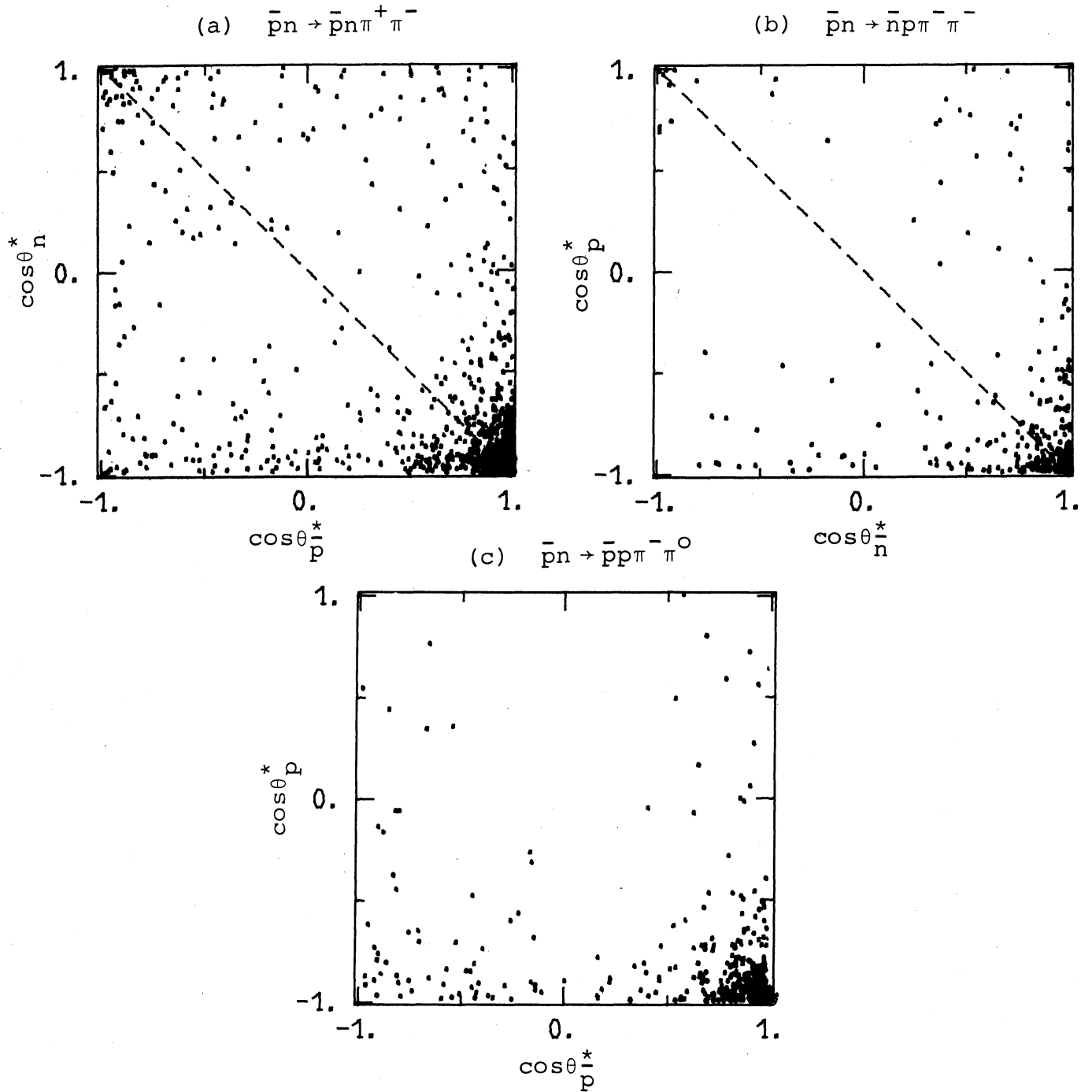


Figure 4.10 - Diagrammes du cosinus de l'angle de production de l'antibaryon ($\cos\theta_N^*$) en fonction du cosinus de l'angle de production du baryon ($\cos\theta_P^*$) pour les trois réactions étudiées. Les diagrammes (a) et (b) doivent être symétriques autour de la seconde diagonale. Le nombre d'événements au dessus et en dessous de la diagonale est respectivement de 485 et 535 en (a) et 152 et 165 en (b).

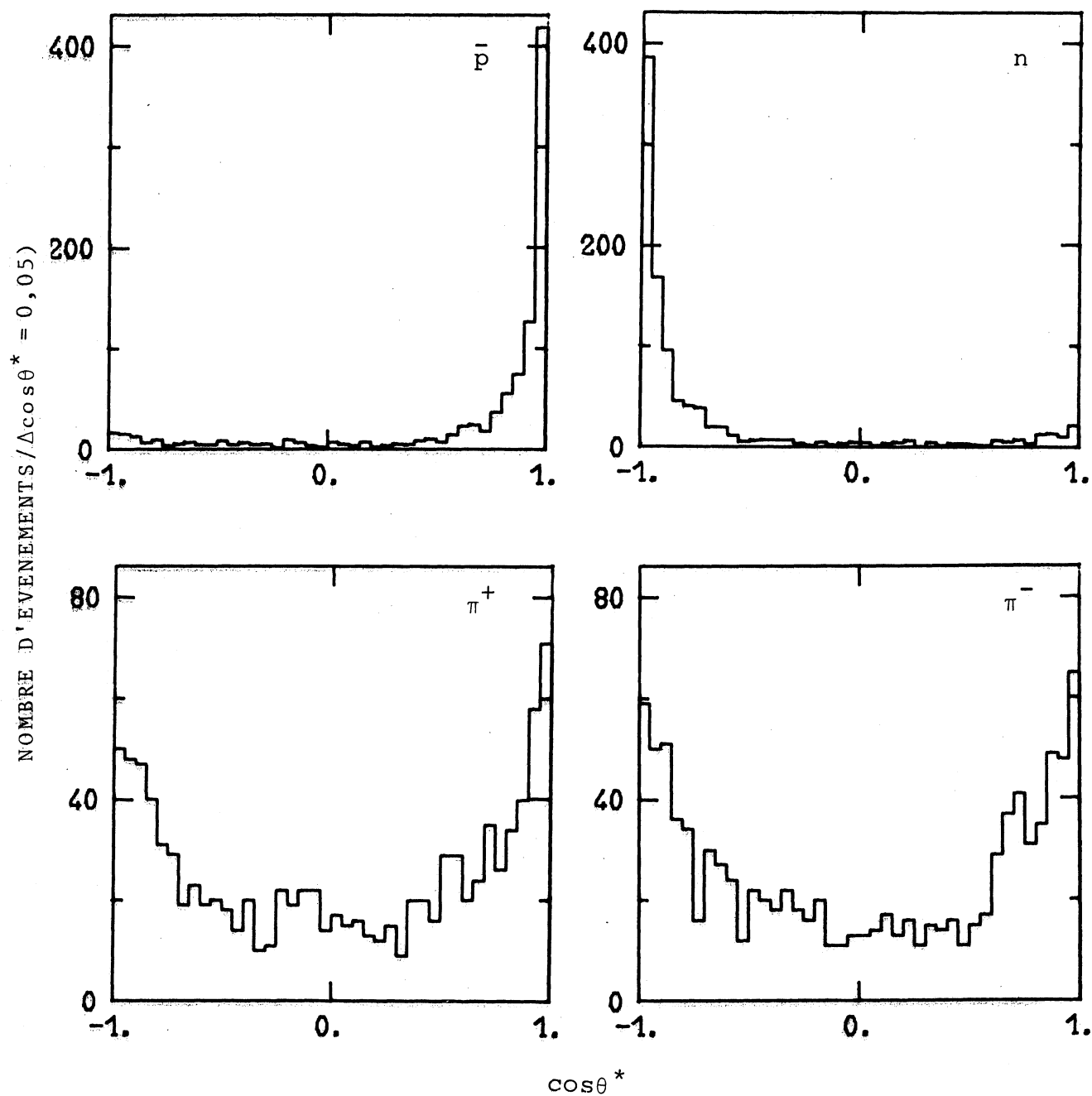
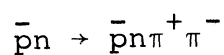


Figure 4.11 - Distributions angulaires des particules produites dans la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n\pi^+\pi^-$.

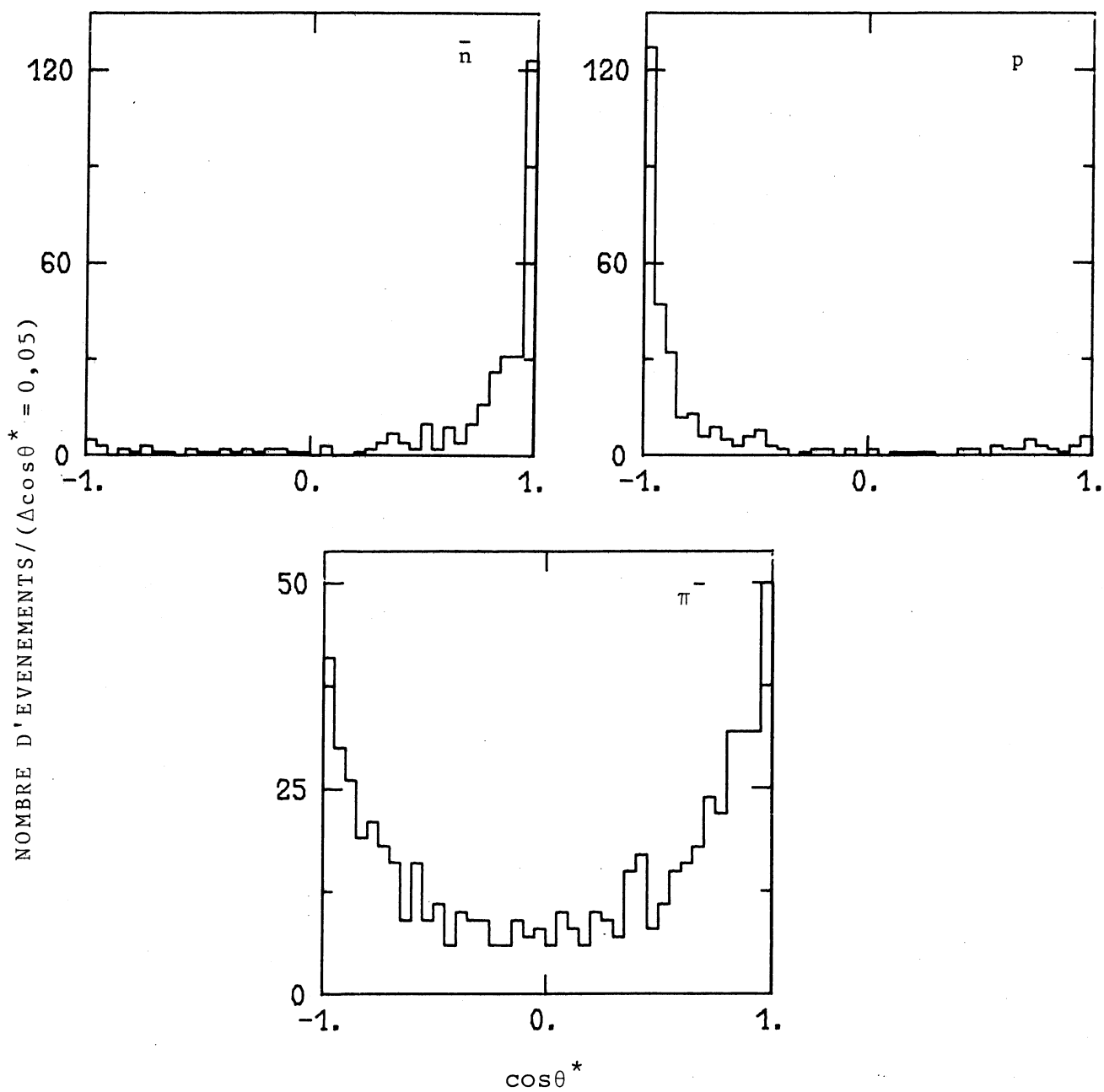
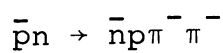


Figure 4.12 - Distributions angulaires des particules émises dans l'état final $\bar{n}p\pi^-\pi^-$.

modèle d'échange décrit en Figure 4.9, on obtient à l'aide des coefficients de Clebsch-Gordan les rapports de branchement :

$$\frac{d^* \rightarrow \Delta^{++} (p\pi^+) n}{d^* \rightarrow \Delta^+ (p\pi^0) p} = \frac{9}{2}$$

$$\frac{d^* \rightarrow \Delta^{++} (p\pi^+) n}{d^* \rightarrow \Delta^0 (p\pi^-) p} = 9$$

Ceci confirme que la production de d^* est beaucoup plus importante dans le canal $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$ que dans les réactions $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}p\pi^-\pi^0$ et $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{n}p\pi^-\pi^-$; par conséquent, nous n'avons pas essayé d'extraire les événements pouvant résulter de l'effet d^* dans ces deux dernières réactions.

3.- ASPECTS GENERAUX DES REACTIONS DE PRODUCTION DE 2π

3.1. Production de résonances

La résonance $\Delta(1236)$ est abondamment produite dans les trois réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{N}N\pi\pi$ que nous étudions. Comme nous le verrons ci-après, le canal $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-\pi^0$ présente une copieuse production de cette résonance. De même, dans les lots d'événements attribués aux réactions (1) et (2), on s'attend à une proportion identique de $\bar{\Delta}^{--}$ [Δ^-] et Δ^- [Δ^0] dans l'état final $\bar{p}n\pi^+\pi^-$ [$\bar{n}p\pi^-\pi^-$]. Cette prédiction est bien satisfaite par nos données ainsi que le montrent les distributions de $M(\bar{p}\pi^-)$ et $M(n\pi^-)$ (Fig.4.13a et b). Sur ces figures, les courbes en trait plein ont été obtenues en ajustant simultanément sur ces deux distributions la même fonction formée d'un mélange incohérent d'espace de phase et d'une fonction de Breit-Wigner. Nous obtenons ainsi un excellent accord en ce qui concerne la production de résonances, à savoir 170 $\bar{\Delta}^{--}$ et 169 Δ^- . Nous avons également sélectionné les résonances Δ en imposant que les deux particules qui constituent le système résonnant soient émises dans le même hémisphère du système de centre de masse $\bar{p}n$. Cette procédure - que nous appellerons "sélection en hémisphère -

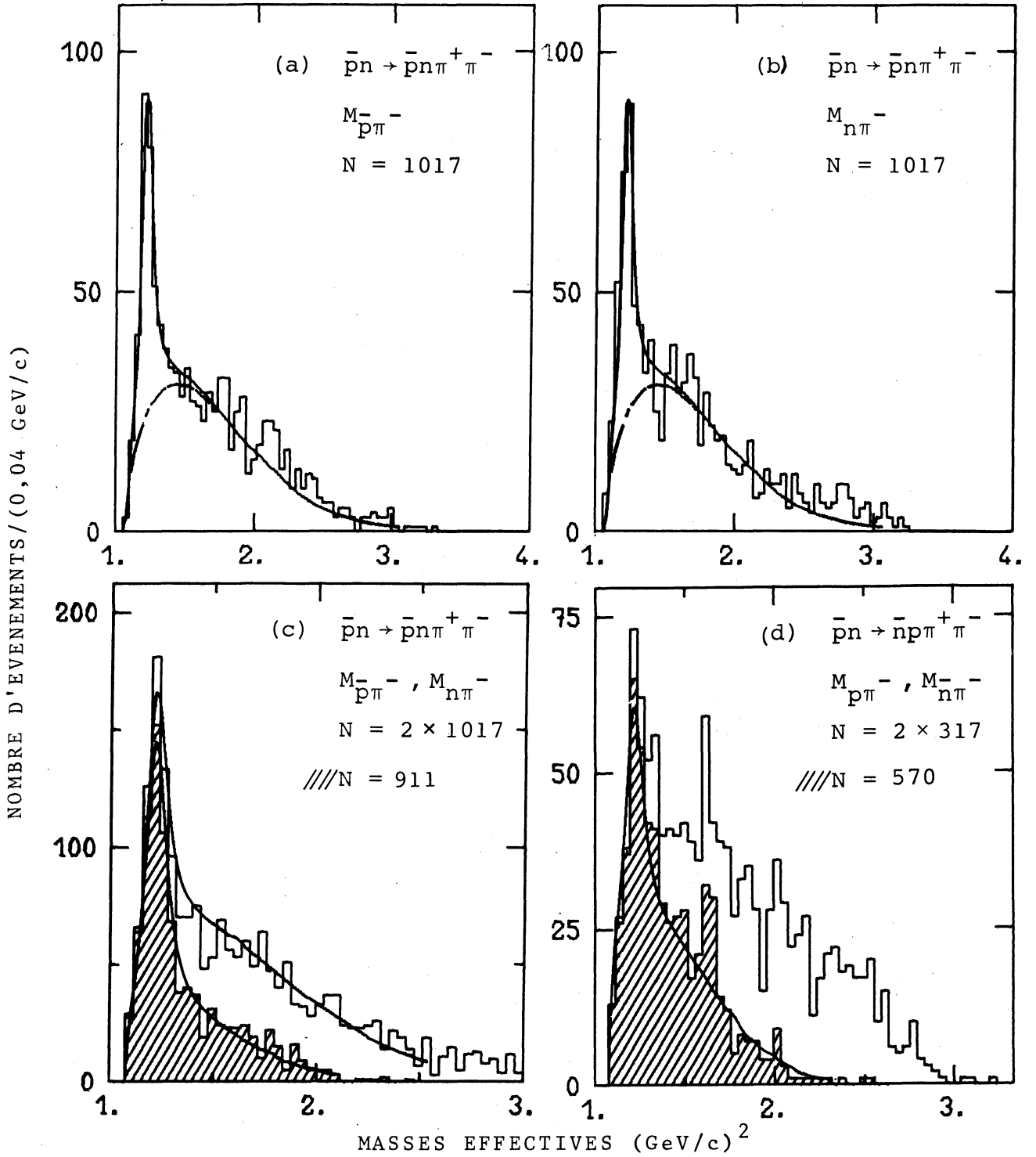


Figure 4.13 - Distributions de masse effective $M_{p\pi^-}$, $M_{n\pi^-}$ pour la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n\pi^+\pi^-$ (a,b,c) et $M_{p\pi^-}$, $M_{n\pi^-}$ pour la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{n}p\pi^+\pi^-$ (d). Les histogrammes hachurés correspondent aux événements obtenus à l'aide de la méthode de sélection en "hémisphère". Les courbes en trait plein résultent d'ajustements d'une fonction de Breit-Wigner et de fond comme décrit dans le texte.

est suggérée par l'allure de la distribution angulaire des résonances $\bar{\Delta}$ et Δ (Fig.4.14). En effet, les résonances $\bar{\Delta}$ et Δ étant émises en avant et en arrière dans le système du centre de masse $\bar{p}n$, les produits de désintégration ont tendance à être émis suivant la direction de la résonance dans ce système en raison de la faible énergie disponible dans la désintégration. Les nombres de résonances Δ obtenus par ces différentes méthodes sont résumés en Table 4.3. On constate que la production de résonances est sensiblement constante quelle que soit la méthode de sélection, mais que le rapport signal sur bruit est nettement amélioré dans le cas de la sélection "en hémisphère". Cette procédure de sélection, appliquée à la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{n}p\pi^+\pi^-$, conduit à un taux de production de résonance Δ et $\bar{\Delta}$ de $(15 \pm 2)\%$.

	Nombre total d'événements	Nombre de résonances $\bar{\Delta}^{--}$ ou Δ^-	Rapport signal sur bruit
Ajustement simultané de $M(\bar{p}\pi^-)$ et $M(n\pi^-)$ (échantillon total)	515 ± 28	329	$\sim 1,8$
Ajustement de $M(\bar{p}\pi^-)$ et $M(n\pi^-)$ (échantillon total)	536 ± 29	335	$\sim 1,6$
Ajustement de $M(\bar{p}\pi^-)$ et $M(n\pi^-)$ sélectionnés par la méthode "en hémisphère"	439 ± 32	341	$\sim 3,4$

TABLE 4.3

Nombre de résonances $\bar{\Delta}^{--}$ et $\bar{\Delta}$ obtenues après ajustement des distributions de $M(\bar{p}\pi^-)$ et $M(n\pi^-)$ dans la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n\pi^+\pi^-$.

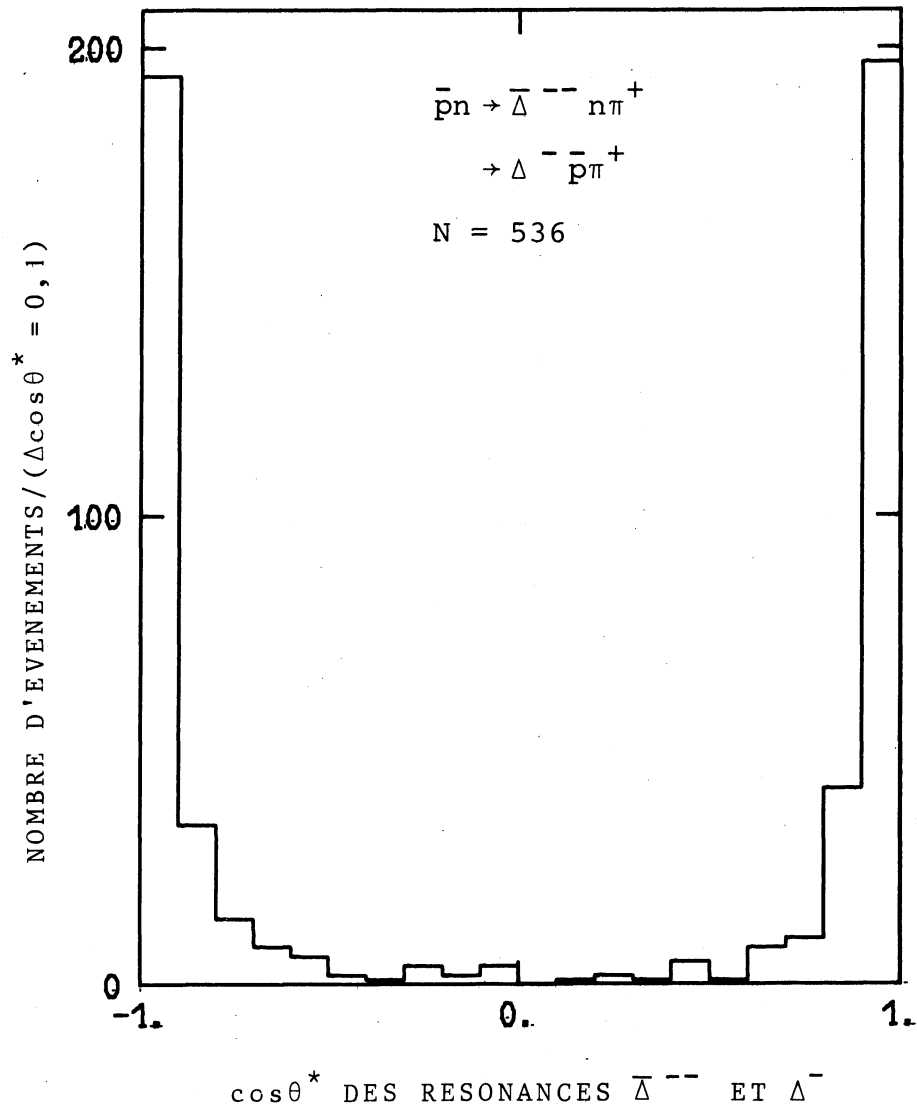


Figure 4.14 - Distribution angulaire des résonances $\bar{\Delta}$ et Δ dans le système du centre de masse $\bar{p}n$. Cette distribution doit être symétrique par rapport à $\cos \theta^* = 0$.

3.2. Production de double résonance Δ dans les interactions pN et $\bar{p}N$

La Figure 4.15 présente un diagramme de la masse effective $M(\bar{p}\pi^-)$ en fonction de $M(p\pi^0)$ pour la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-\pi^0$. On observe une production de double résonance Δ qui se traduit par une accumulation d'événements ayant simultanément les deux combinaisons de masses dans la bande de la résonance Δ [1,16-1,32 GeV/c²]. Il est important de noter que pour les trois réactions étudiées, la production de double résonance Δ doit être la plus importante dans la réaction (3); en effet, à l'aide des coefficients de Clebsch-Gordan, on obtient les relations suivantes entre les sections efficaces de production de double Δ dans les réactions étudiées :

$$\frac{\sigma[\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--} (\bar{p}\pi^-) \Delta^+ (p\pi^0)]}{\sigma[\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--} (\bar{p}\pi^-) \Delta^+ (n\pi^+)]} = 2$$

$$\frac{\sigma[\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--} (\bar{p}\pi^-) \Delta^+ (p\pi^0)]}{\sigma[\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--} (\bar{n}\pi^-) \Delta^0 (p\pi^-)]} = 12$$

La section efficace de production de double résonance Δ a été estimée en considérant une contribution incohérente de fond et de résonance de chaque bande de masse effective définissant la résonance et en introduisant une correction qui tient compte de la largeur réelle de la résonance Δ . Nous obtenons ainsi

$$\sigma[\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--} \Delta^+ (p\pi^0)] = 0,07 \pm 0,02 \text{ mb à } 9,2 \text{ GeV/c.}$$

La variation des sections efficaces de production de double résonance $\Delta\Delta$ en fonction de l'impulsion incidente (P_{inc}) a été analysée pour les réactions pp et pn ainsi que la production de $\bar{\Delta}\Delta$ dans les interactions $\bar{p}p$ ^(50,51). A partir de la conservation de l'isospin et en supposant que les réactions sont dominées par un mécanisme d'échange d'isospin $I=1$, on peut relier les sections efficaces des processus $pN \rightarrow \Delta\Delta$ et $\bar{p}N \rightarrow \bar{\Delta}\Delta$ par

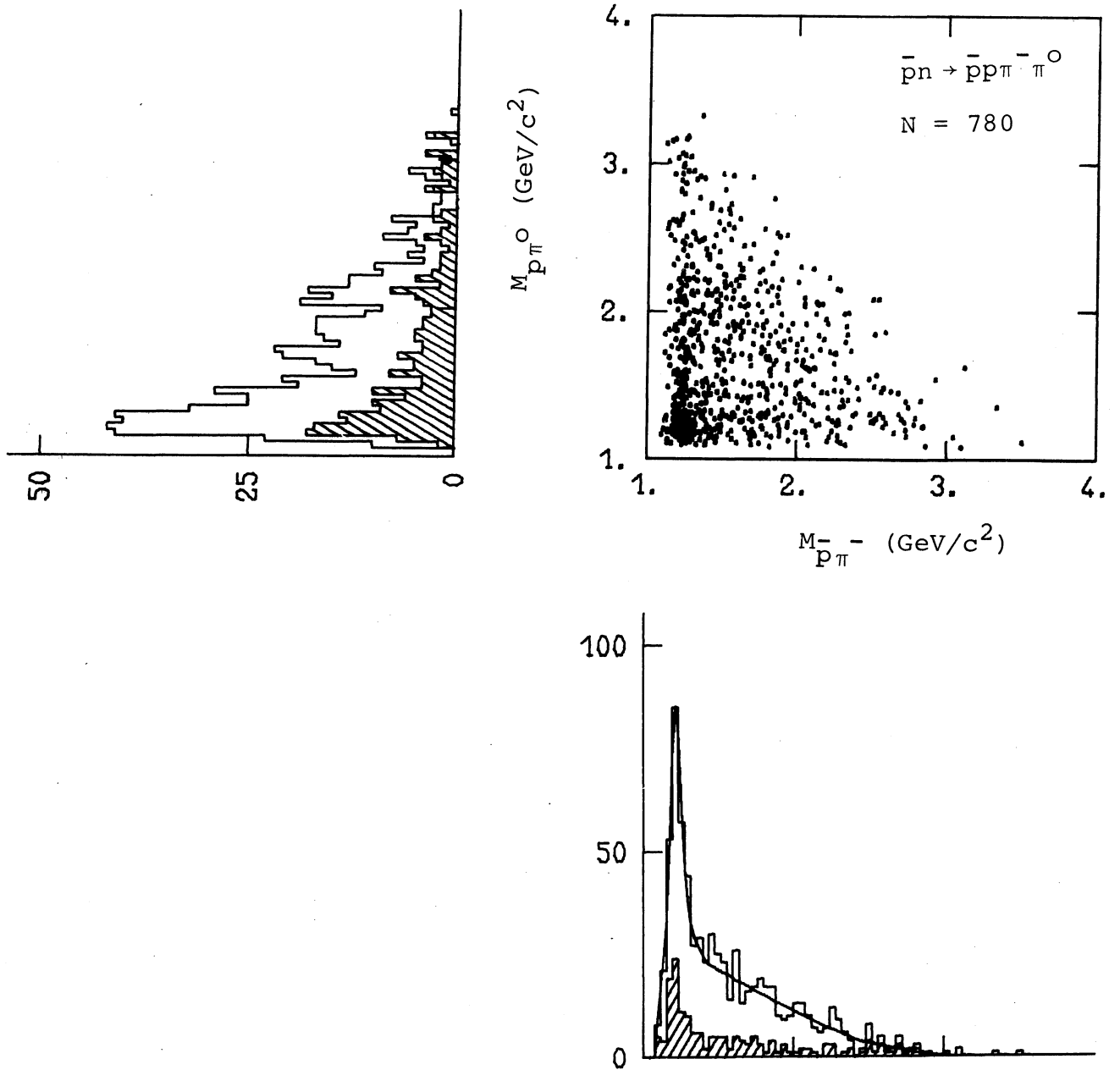


Figure 4.15 - Diagramme de $M_{p\pi^-}$ en fonction de $M_{p\pi^0}$ pour la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-\pi^0$. Les histogrammes hachurés sont obtenus en sélectionnant les événements ayant l'autre combinaison de masse dans la bande de la résonance Δ .

$$\begin{aligned}
 \sigma(\bar{p}p \rightarrow \Delta^{++}\bar{\Delta}^{--}) &= \sigma(pn \rightarrow \Delta^{++}\Delta^{-}) \\
 &= \frac{9}{2} \sigma(pp \rightarrow \Delta^{++}\Delta^0(p\pi^{-})) \\
 &= \frac{9}{2} \sigma(\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}\Delta^{+}(p\pi^0))
 \end{aligned}$$

Nous présentons en Figure 4.16 une compilation des sections efficaces de production de double résonance $pp \rightarrow \Delta^{++}\Delta^0$, $pn \rightarrow \Delta^{++}\Delta^{-}$ et $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Delta}^{--}\Delta^{++}$. Nous incluons également la section efficace de la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}\Delta^{+}$ obtenue dans ce travail ainsi qu'à 7 GeV/c⁽⁵²⁾ et à 5,55 GeV/c ($\sigma = 0,14 \pm 0,03\text{mb}$); nous avons également estimé cette section efficace à 2,8 GeV/c à partir des résultats publiés en référence (52) ($\sigma = 0,33 \pm 0,04\text{mb}$). On constate que les sections efficaces des réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}\Delta$ à 5,55 GeV/c et 9,2 GeV/c sont plus petites que celles obtenues dans les réactions $\bar{p}p$ et pN ; cependant, la valeur à 2,8 GeV/c est en accord avec les autres résultats dans la région où les sections efficaces augmentent à partir du seuil. Il apparaît également que les sections efficaces des réactions $\bar{p}n$ ne décroissent pas en fonction de P_{inc} de la même façon que celles des interactions $\bar{p}n$ et pN . En ajustant une fonction du type $\sigma \propto P_{\text{inc}}^{-n}$, nous obtenons $n = 1,3 \pm 0,2$ pour les réactions $\bar{p}n$ et $n = 1,83 \pm 0,08$ dans le cas des interactions pp , pn et $\bar{p}p$. Il est certain que l'important écart entre les sections efficaces des réactions $pn \rightarrow \bar{\Delta}\Delta$ et $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Delta}\Delta$ ou $pN \rightarrow \Delta\Delta$ reflète la différence remarquée plus haut entre les sections efficaces des canaux de production de 2π . Toutefois, il serait souhaitable de disposer de résultats additionnels quant à la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}\Delta$ afin de conclure si la différence de comportement observée en fonction de P_{inc} est réellement significative.

3.3. Périphérisme des réactions

Le périphérisme des réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{N}N\pi\pi$ et $\bar{p}n \rightarrow \Delta\bar{N}\pi$, $\bar{\Delta}N\pi$ peut être mesuré à l'aide des distributions de la variable $t' = |t - t_{\text{min}}|$. En raison des propriétés d'invariance par rapport à U , nous avons combiné pour les réactions (1) et (2) les distributions de $t'_{\bar{N}\bar{N}}$ à celles de t'_{NN} ainsi que celles de $t'_{N\Delta}$ et de $t'_{\bar{N}\bar{\Delta}}$. Toutes les distri-

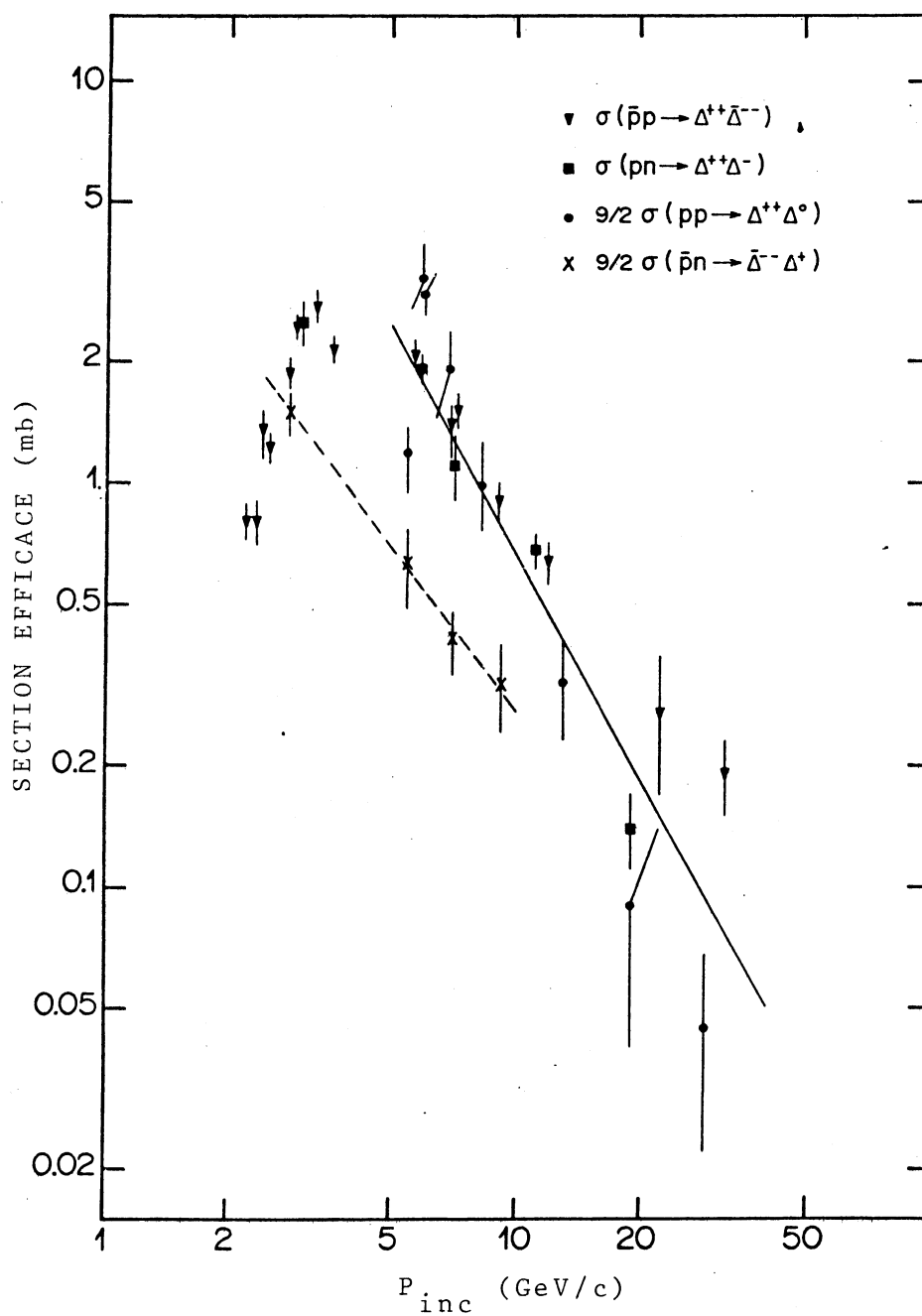


Figure 4.16 - Variations des sections efficaces des réactions $pN \rightarrow \Delta\Delta$ et $\bar{p}N \rightarrow \bar{\Delta}\Delta$ en fonction de l'impulsion incidente.

butions de t' présentent une allure exponentielle avec une accumulation à faibles valeurs de t' et ont été ajustées à l'aide d'une fonction de la forme $A_1 \exp(-b_1 t') + A_2 \exp(-b_2 t')$. Les valeurs des pentes obtenues sont résumées en Table 4.4. Comme il a déjà été remarqué dans d'autres expériences^(53,54), il apparaît que le caractère périphérique des interactions $\bar{p}n$ tend à être réduit pour les réactions conduisant à des états finals qui sont U conjugués avec eux-mêmes.

Réaction		intervalle de t' (GeV/c) ²	b_1 (GeV/c) ⁻²	b_2 (GeV/c) ⁻²
(1)	$t'_{NN,NN}$	0. - 3.	$6,1 \pm 1,0$	$1,2 \pm 0,1$
$\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--} n \pi^+ (*)$	$t'_{N\bar{\Delta},N\Delta}$	0. - 2.	$2,4 \pm 0,1$	—
(2)	$t'_{N\bar{N},NN}$	0. - 2.	$3,7 \pm 0,7$	$0,5 \pm 0,4$
$\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^- p \pi^-$	$t'_{N\bar{\Delta},N\Delta}$	0. - 1,5	$5,9 \pm 1,6$	$1,4 \pm 0,4$
(3)	t'_{pp}	0. - 2.	$9,1 \pm 0,5$	$1,8 \pm 0,3$
	t'_{np}	0. - 2.	$10,3 \pm 0,1$	$2,1 \pm 0,1$
$\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--} p \pi^0 (*)$	$t'_{p\bar{\Delta}}$	0. - 1.	$4,0 \pm 0,4$	—
$\bar{p}n \rightarrow \Delta^0 \bar{p} \pi^-$	$t'_{n\Delta}$	0. - 1.	$6,1 \pm 0,9$	$1,0 \pm 0,1$

TABLE 4.4

Pentes obtenues en ajustant diverses distributions de t' par une fonction de type $A_1 \exp(-b_1 t') + A_2 \exp(-b_2 t')$. Pour les réactions marquées (*), un ajustement avec une seule fonction exponentielle donne un résultat acceptable.

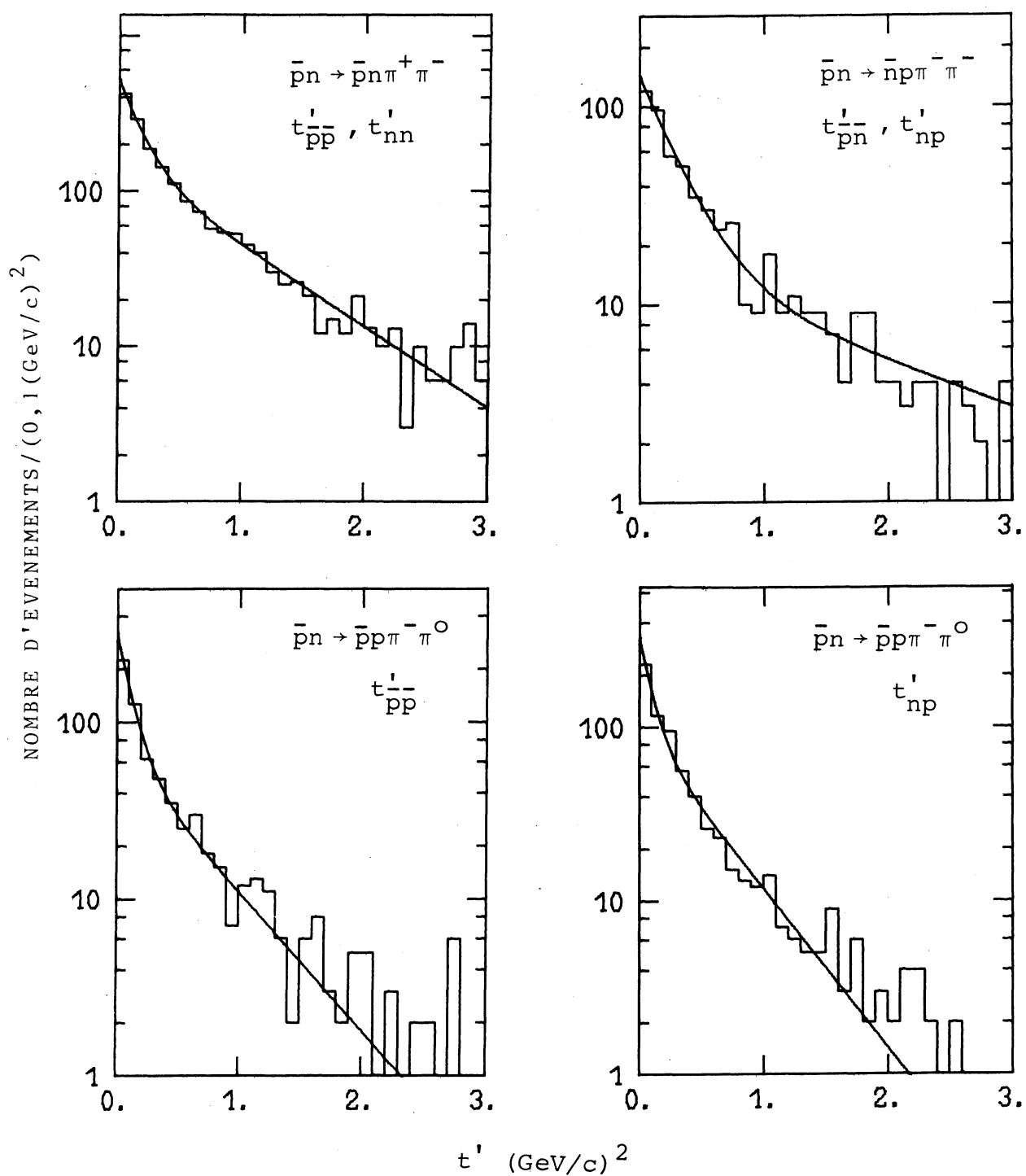


Figure 4.17 - Distributions de la quantité t' entre les baryons et les antibaryons incidents et sortants, pour les trois canaux de production de 2π .

4.- ANALYSE EN PARAMETRE D'IMPACT

Le concept de paramètre d'impact a connu récemment un important regain d'intérêt⁽⁵⁵⁾. Un grand nombre de réactions a été analysé dans le but d'obtenir une valeur de la racine carrée de la limite inférieure de la moyenne du carré du paramètre d'impact (b_L). Dans ce paragraphe, nous estimerons b_L pour les canaux de production de 2π ainsi que pour les autres réactions étudiées dans le présent travail. Pour ce faire, nous utiliserons une méthode proposée par Webber⁽⁵⁶⁾ et qui a été utilisée dans l'étude des réactions exclusives $\bar{p}p$ à 5,7 GeV/c et $\bar{p}d$ à 5,55 GeV/c⁽⁵⁷⁾. Cette étude sera complétée par l'analyse du mécanisme de production en terme de variable collective, évaluée événement par événement.

4.1. Méthode de calcul de b_L

Nous allons rappeler les principes de la méthode de Webber qui permet de calculer une limite inférieure de la moyenne quadratique du paramètre d'impact. Cette méthode est basée sur l'inégalité de Schwartz qui, après transformation, peut s'écrire :

$$\langle J^2 \rangle \langle F^2 \rangle \geq \frac{1}{4} | \langle [\vec{J}, \vec{F}] \rangle |^2$$

où \vec{J} et \vec{F} sont des opérateurs vectoriels quelconques, de modules respectifs J et F . La moyenne $\langle \rangle$ est prise sur tous les événements appartenant à une réaction donnée. Par la suite, \vec{J} désignera le moment angulaire total de l'état initial ou final. Si l'on suppose que les spins des particules individuelles peuvent être négligés, la conservation du moment angulaire total peut être remplacée par la conservation du moment angulaire orbital. Comme le paramètre d'impact b satisfait à la relation approchée $\langle b^2 \rangle = \langle J^2 \rangle / p^2$, où \vec{p} désigne le moment incident (de module p) dans le système du centre de masse, on a

$$\langle b^2 \rangle \geq \frac{1}{4} \frac{| \langle [\vec{J}, \vec{F}] \rangle |^2}{\langle F^2 \rangle}$$

Le problème consiste à choisir \vec{F} de façon à obtenir une inégalité forte et à pouvoir calculer le membre de droite à partir de grandeurs mesurables. Suivant la référence (58), nous avons choisi

la forme

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n w_i(x_1, \dots, x_n) \vec{p} \wedge \vec{p}_i$$

Dans cette expression p_i désigne l'impulsion de la particule i dans le système du centre de masse, la sommation se faisant sur le nombre n de particules sortantes. Les fonctions w_i sont des fonctions arbitraires de la variable de Feynman

$$x_i = p_i/p'_i$$

où p'_i désigne la valeur maximale permise de p_i .

Pour définir une limite inférieure de $\langle b^2 \rangle$, on peut choisir les fonctions $w_i(x_1, \dots, x_n)$ de façon à maximaliser le membre de droite de l'inégalité précédente. On démontre que⁽⁵⁶⁾, dans la limite où aucune corrélation n'apparaît entre les moments transverses (\vec{r}_i) des particules sortantes, ou entre les moments longitudinaux et transverses, une limite optimale est

$$\langle b^2 \rangle \geq b_L^2$$

où

$$b_L^2 = \frac{\langle \sum_{i=1}^n (x_i^2 - r_i^2/2p_i'^2) \rangle^2}{\langle \sum_{i,j=1}^n x_i x_j \vec{r}_i \vec{r}_j \rangle}$$

Dans cette expression, le numérateur donne une mesure de la nature périphérique de la réaction tandis que la quantité du dénominateur est plutôt sensible à la structure en jet de l'événement. Bien qu'à l'énergie où se place notre travail la corrélation entre moments transverses et longitudinaux ne puisse être négligée, nous considérerons l'expression précédente comme une bonne estimation de la limite inférieure de la moyenne quadratique du paramètre d'impact.

Certains auteurs⁽⁵⁹⁾ ont suggéré l'emploi de la variable collective b_e , qui est également liée au concept de paramètre d'impact et qui est définie par

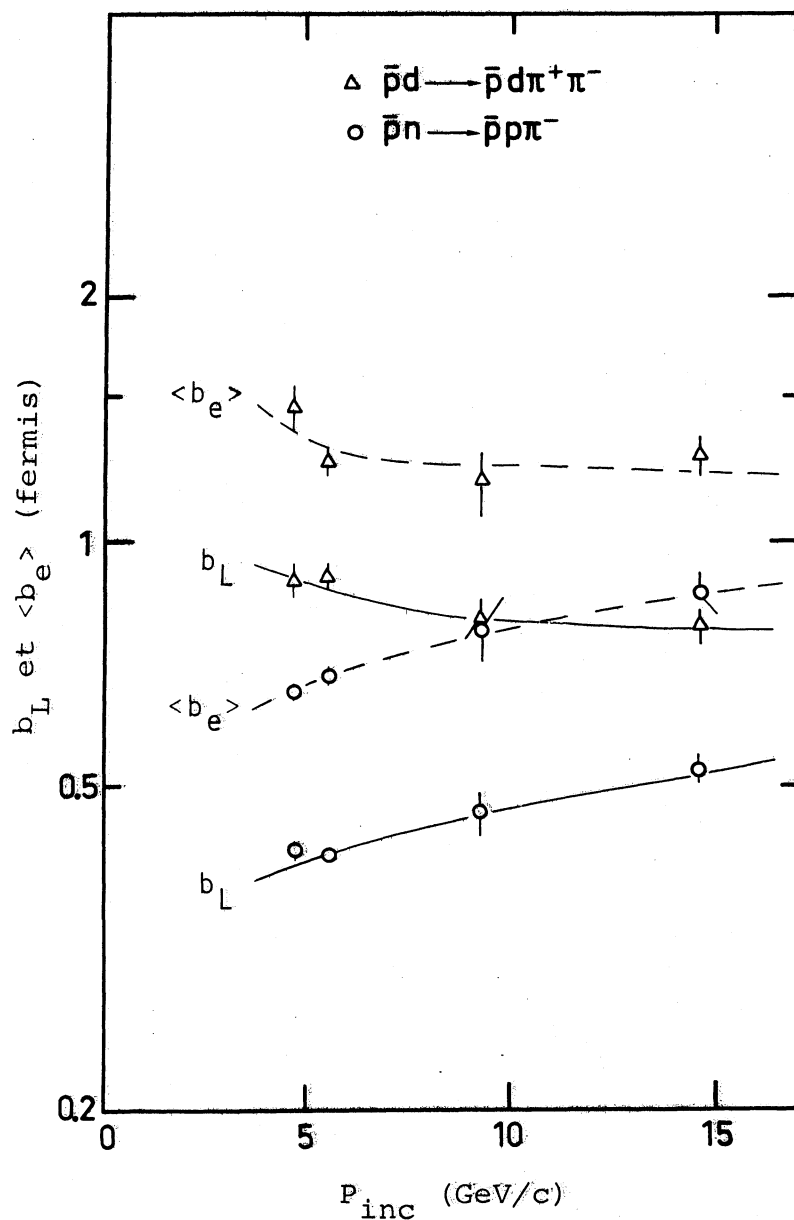


Figure 4.18 - Variation en fonction de l'impulsion de l'antiproton incident des quantités b_L et $\langle b_e \rangle$ pour les réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ et $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$. Les lignes sont tracées pour guider l'oeil. Pour la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ à 9,2 GeV/c, on a $b_L = 0,452 \pm 0,009$ fm et $\langle b_e \rangle = 0,831 \pm 0,031$ fm.

$$b_e = \frac{\left| \sum_{i=1}^n (x_i^2 - r_i^2 / 2p_i'^2) \right|}{\sqrt{\sum_{i,j=1}^n x_i x_j \vec{r}_i \vec{r}_j}}$$

Nous déterminerons donc également $\langle b_e \rangle$ pour les réactions que nous étudions.

4.2. Résultats expérimentaux

Les valeurs de b_L et de $\langle b_e \rangle$ obtenues sont présentées en Table 4.5. On s'aperçoit tout d'abord que la valeur moyenne de b_e est systématiquement supérieure à b_L mais que ces deux quantités varient dans le même sens.

Nous observons que les trois types d'interactions étudiées, à savoir la production de 2π , l'annihilation et la production cohérente, conduisent à des valeurs nettement différentes de b_L . Ainsi, à 9,2 GeV/c, le phénomène d'annihilation conduit à la plus petite valeur de b_L ; pour la production de 2π , b_L est aux alentours de 0,3 fm tandis que, pour les processus cohérents on a $b_L \sim 0,8$ fm. Ce comportement est tout à fait analogue à celui observé à $P_{inc} \sim 5$ GeV/c. On constate que, de même qu'à 5,55 GeV/c⁽⁵⁷⁾, les valeurs de b_L pour les états finals U-conjugués $\bar{p}n\pi^+\pi^-$ et $\bar{n}p\pi^-\pi^-$ sont égales entre elles, ces valeurs étant plus petites que celles obtenues pour le canal $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-\pi^0$. De façon générale, les valeurs de b_L et de $\langle b_e \rangle$ pour la même réaction de production de 2π augmentent d'environ 15% entre 5,55 et 9,2 GeV/c. La Figure 4.18 représente la variation en fonction de P_{inc} de b_L et $\langle b_e \rangle$ pour les réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ et $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$. Bien que nous ne disposions que de quatre points expérimentaux, à savoir 4,7, 5,55, 9,2 et 14,6 GeV/c, on constate que pour la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$, b_L et $\langle b_e \rangle$ augmentent en fonction de l'impulsion incidente. En revanche, les valeurs de b_L et de $\langle b_e \rangle$ ne dépendent que peu de P_{inc} pour les réactions cohérentes. Ces caractéristiques sont en accord avec une conception intuitive du paramètre d'impact. Il apparaît que les réactions d'annihilation sont les plus centrales, donc les plus "intenses" puisqu'elles conduisent à la disparition du baryon et de l'antibaryon.

Les réactions de production ont lieu avec des valeurs de b_L plus grandes que celles des annihilations. Les réactions de production cohérente se produisent à de grands b_L et sont donc moins violentes puisqu'elles ne brisent pas le deuton.

Une étude analogue pour des multiplicités plus grandes et à des impulsions plus élevées permettraient de compléter l'analyse esquissée dans ce paragraphe.

Réaction	b_L (fm)	$\langle b_e \rangle$ (fm)
$\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n\pi^+\pi^-$	$0,285 \pm 0,006$	$0,528 \pm 0,021$
$\bar{p}n \rightarrow \bar{n}p\pi^-\pi^-$	$0,293 \pm 0,012$	$0,458 \pm 0,025$
$\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-\pi^0$	$0,357 \pm 0,009$	$0,638 \pm 0,023$
$\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$	$0,850 \pm 0,020$	$1,250 \pm 0,040$
$\bar{p}d \rightarrow \bar{N}d\pi\pi\pi$	$0,778 \pm 0,020$	$1,160 \pm 0,052$
$\bar{p}d \rightarrow d^*(pn\pi^+)\bar{p}\pi^-$	$0,749 \pm 0,022$	$1,377 \pm 0,045$
$\bar{p}n \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$	$0,201 \pm 0,021$	$0,401 \pm 0,088$

TABLE 4.5

Valeurs de b_L et de $\langle b_e \rangle$ obtenues pour les réactions étudiées dans ce travail.

CHAPITRE V

REACTIONS DE PRODUCTION COHERENTE ET D'ANNIHILATION

Les réactions de production cohérente font l'objet de ce chapitre. Cette classe d'interactions est spécifiquement liée à l'utilisation d'une cible de deutérium et peut être caractérisée par le fait que la production d'un système X de particules dans la réaction $\bar{p}d \rightarrow dX$ a lieu par échange d'un objet d'isospin nul; par conséquent le système X a même isospin que la particule incidente. Les réactions de ce type sont donc bien adaptées à l'étude des systèmes produits de façon diffractive.

1.- SELECTION DES EVENEMENTS

1.1. La réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$

La Table 1.3 indique que le nombre d'événements (32) appartenant à la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ de façon unique est faible tandis que la majorité des événements ambigus le sont entre les réactions $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ et $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$. En effet, par suite de la faible énergie de liaison du deuton et des erreurs de mesure, le programme d'ajustement cinématique ne peut pas distinguer entre un deuton et un système proton-neutron dont les impulsions sont colinéaires⁽⁶⁰⁾. Cette ambiguïté a été résolue à l'aide du test de colinéarité composé de deux critères :

i). quand un deuton est simulé par un système proton-neutron, les impulsions \vec{P}_p et \vec{P}_n de ces particules sont parallèles entre elles dans le système du laboratoire; donc si θ_{pn} désigne l'angle entre \vec{P}_p et \vec{P}_n , on aura $\cos\theta_{pn} \approx 1$.

ii). lorsque la trace du deuton s'arrêtant dans la chambre est attribuée à un proton, l'impulsion de ce faux proton - à parcours égal - est inférieure à celle du deuton qu'il simule. En effet, le parcours R_p d'une particule de masse m peut être approximé en fonction de son impulsion P par :

$$R_p = \frac{C P^4}{m^3}$$

où C dépend du milieu traversé. Cette équation sous la forme

$$P = \left(\frac{R_p}{C} \right)^{1/4} m^{3/4}$$

permet de calculer, à parcours égal, le rapport du module des impulsions du proton et du deuton

$$\frac{|\vec{p}_d|}{|\vec{p}_p|} = \left(\frac{m_d}{m_p}\right)^{3/4} = 1,68$$

Donc, quand un deuton est confondu avec un système proton-neutron, l'impulsion du neutron est telle que

$$|\vec{p}_n| = |\vec{p}_d| - |\vec{p}_s| = \left[\left(\frac{m_d}{m_p}\right)^{3/4} - 1\right] |\vec{p}_s| = 0,68 |\vec{p}_s|$$

Par conséquent, les impulsions du neutron et du proton, pour ces événements, sont dans un rapport

$$R = \frac{|\vec{p}_n|}{|\vec{p}_s|} = 0,68$$

Le diagramme de $\cos\theta_{pn}$ en fonction de R est présenté en Figure 4.1. Nous observons bien une accumulation dans la région de $\cos\theta_{pn} \approx 1$ et $R \approx 0,68$. En raison des erreurs dans la détermination de ces quantités, nous avons retenu comme événements avec deuton réel ceux appartenant à la région du diagramme définie par

$$0,55 < \cos\theta_{pn} \leq 1$$

$$0,4 < R < 1$$

Parmi les 528 événements ambigus, 454 sont ainsi attribués à la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$. Parmi eux, une contamination de 3% pour les événements appartenant à la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$ a été estimée, en supposant que pour ce dernier processus les événements se répartissent de façon homogène sur le diagramme $[\cos\theta_{pn}, R]$. Cette hypothèse est justifiée car le diagramme de $\cos\theta_{pn}$ en fonction de R pour les événements attribués à la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$ présente une répartition de points homogène. Comme nous le verrons par la suite, la section efficace du canal $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ ne dépend pas beaucoup du choix du domaine de $[\cos\theta_{pn}, R]$ retenu pour résoudre l'ambiguïté avec la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$.

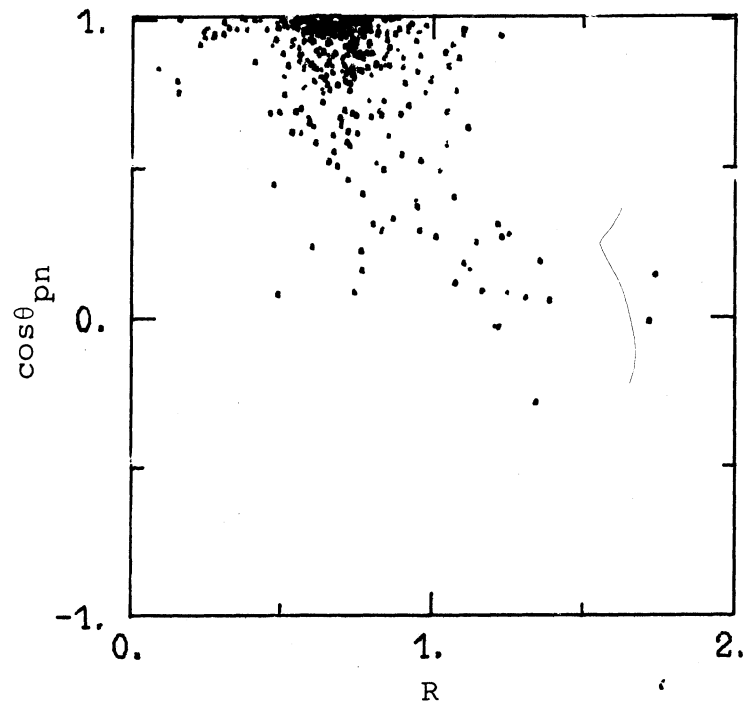


Figure 5.1 - Diagramme de $\cos\theta_{pn}$ en fonction du rapport $R = |\vec{P}_n|/|\vec{P}_p|$ pour les 528 événements ambigus entre les réactions $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ et $\bar{p}d \rightarrow p_s p n \pi^+\pi^-$.

Après avoir attribué à la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ les événements ambigus avec les autres hypothèses - toutes à une contrainte - nous avons éliminé les événements dont la probabilité de χ^2 est inférieure à 1% ainsi que ceux dont le carré de la masse manquante diffère trop de la valeur attendu et obtenu ainsi un échantillon de 444 événements correspondant à la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$.

1.2. Les canaux $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-\pi^0$ et $\bar{p}d \rightarrow \bar{n}d\pi^+2\pi^-$

Les événements déterminés de façon unique [ambiguë] sont au nombre de 157 [482] pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-\pi^0$ et 163 [36] pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{n}d\pi^+2\pi^-$.

Pour le canal $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-\pi^0$ la plus grande partie (412) des événements ambigus le sont avec la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$. Cette ambiguïté a été résolue au § IV. Les 31 événements cohérents ambigus entre les deux réactions $\bar{p}d \rightarrow \bar{n}d\pi\pi\pi$ en présence ont été attribués à la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{n}d\pi^+2\pi^-$ en considérant le critère de compatibilité de MM^2 avec la masse au carré de la particule neutre. Les autres ambiguïtés (Table 1.3) ont été attribuées à l'hypothèse la plus probable, vu le faible nombre d'événements considérés (≤ 5). Les lots d'événements candidats aux réactions étudiées ont été épurés en ne retenant que les événements ayant $-0,2 < MM^2 < 0,2 (\text{GeV}/c^2)^2$ ainsi que l'erreur $DMM^2 < 0,2 (\text{GeV}/c^2)^2$ pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-\pi^0$ et $0 < MM^2 < 2 (\text{GeV}/c^2)^2$ pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{n}d\pi^+2\pi^-$. Nous obtenons ainsi un lot de 178 événements pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-\pi^0$ et de 174 événements pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{n}d\pi^+2\pi^-$.

2.- PERIPHERISME ET PRODUCTION DE RESONANCES. VARIATION DES SECTIONS EFFICACES

2.1. La réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$

La Figure 5.2 présente la distribution du module du quadri-moment de transfert entre le deuton initial et final $|t_d|$ ainsi que la distribution de la quantité $t'_d = |t_d - t_{\min}|$; $|t_{\min}|$ désigne la valeur minimale de $|t_d|$ correspondant à une masse $\bar{p}\pi^+\pi^-$ donnée. Ces deux distributions ont été corrigées pour tenir compte des événements perdus lors du dépouillement dans la région $|t_d| > 0,03 (\text{GeV}/c)^2$.

$$\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$$

$$N = 444$$

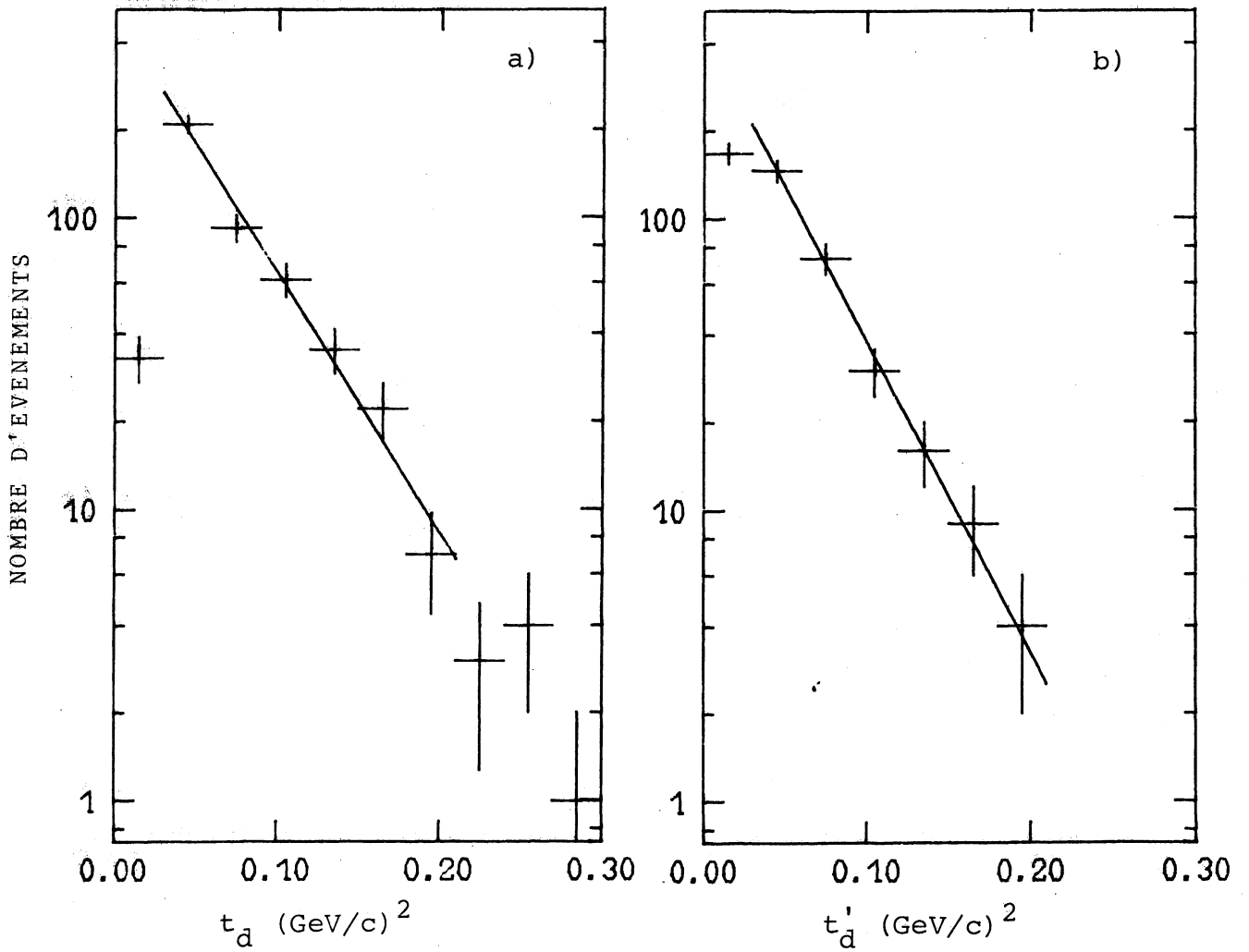


Figure 5.2 - Distributions du quadrimoment de transfert t_d (a) et de la quantité t'_d (b) pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$. Les courbes résultent d'un ajustement de type exponentiel.

En effet, des pertes d'événements ont lieu lorsque le deuton est émis dans une direction sensiblement parallèle à l'axe d'observation. Cette correction a été effectuée en utilisant la propriété de symétrie azimutale du deuton sortant autour de la direction de l'antiproton incident. Le nombre d'événements ainsi ajoutés est respectivement de 24 ± 6 pour $t_d > 0,03 \text{ (GeV/c)}^2$ et 3 ± 1 pour $t_d' > 0,03 \text{ (GeV/c)}^2$.

Ces deux distributions présentent une allure fortement exponentielle pour $|t_d|$, $t_d' > 0,03 \text{ (GeV/c)}^2$. Nous avons donc ajusté ces distributions par une fonction exponentielle $A e^{-b|t_d|}$ et $A' e^{-b't_d'}$. Les résultats de l'ajustement sont présentés en Table 4.1 où nous les comparons aux valeurs obtenues à d'autres impulsions incidentes pour les réactions $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ (61,62,63) et $pd \rightarrow pd\pi^+\pi^-$ (22,23,24). Il est intéressant de remarquer que la forte valeur de ces pentes, caractéristique des interactions cohérentes, varie peu en fonction de l'impulsion et de la nature de la particule incidente.

Une partie des événements n'a également pas été relevée lors du dépouillement parce que le deuton de recul était trop court ou n'était pas matérialisé dans la chambre; ces événements sont produits avec des valeurs de $|t_d| \leq 0,03 \text{ (GeV/c)}^2$. Ces pertes sont toutefois trop importantes pour être corrigées en utilisant la propriété de symétrie précédente. Afin d'éviter le problème dû aux distorsions d'origine cinématique dans les distributions de $|t_d|$ aux faibles valeurs de $|t_d|$, nous avons estimé le nombre d'événements manquants en supposant que la distribution de t_d' présentait le même comportement exponentiel dans tout le domaine de variation de t_d' . Nous avons donc extrapolé la courbe exponentielle ajustée jusqu'à $t_d' = 0$, ce qui nous a permis de corriger notre échantillon pour les événements émis à faible t_d' manquants et d'estimer la section efficace de la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ à $0,30 \pm 0,06 \text{ mb}$.

Impulsion du proton* ou de l'antiproton [†] incident	b (GeV/c) ⁻²	Intervalle de t _d utilisé	b' (GeV/c) ⁻²	Intervalle de t' _d utilisé
4,7 [†]	17 ± 2	0,04 - 0,28	22 ± 2	0,02 - 0,30
5,55 [†]	16,8 ± 0,9	0,03 - 0,21	28,7 ± 2,0	0,015 - 0,105
5,9*	19,5 ± 3,3	0,02 - 0,12	30,3 ± 2,5	0 - 0,12
7,0*	18,9 ± 1,4	0,03 - 0,18	30,0 ± 2,1	0,015 - 0,105
7,0 [†]	22 ± 3	—	26 ± 4	—
9,2 [†]	20,5 ± 1,3	0,03 - 0,21	25 ± 2	0,03 - 0,21
11,6*	17,4 ± 1,9	0,03 - 0,25	~ 24	—
14,6 [†]	24 ± 4	0,04 - 0,14	29,2 ± 3,4	0,04 - 0,18
19*	25 ± 2	0,02 - 0,15	—	—

TABLE 5.1

Résultat de l'ajustement d'une fonction exponentielle sur les distributions de |t_d| et t'_d pour les réactions $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ (†) et $pd \rightarrow pd\pi^+\pi^-$ (*).

Il est important de remarquer que la valeur de cette section efficace ne dépend pas fortement de la façon dont a été résolue l'ambiguïté avec la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$. En effet, la majeure partie des événements n'appartenant pas au domaine défini par $0,55 < \cos\theta_{pn} \leq 1$ et $0,4 < R < 1$ ont des valeurs de t'_d qui se situent dans la région t'_d < 0,03 (GeV/c)². Ces événements n'interviennent donc pas dans notre estimation de la section efficace puisque nous avons déterminé le nombre d'événements dans la région t'_d < 0,03 (GeV/c)² en extrapolant la courbe ajustée $A e^{-b't'_d}$ vers t'_d = 0. Ainsi, en supposant que nous attribuions tous les 528 événements ambigus à la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$, nous obtiendrions une estimation de la section efficace égale à 0,35mb, laquelle est compatible avec la valeur obtenue précédemment.

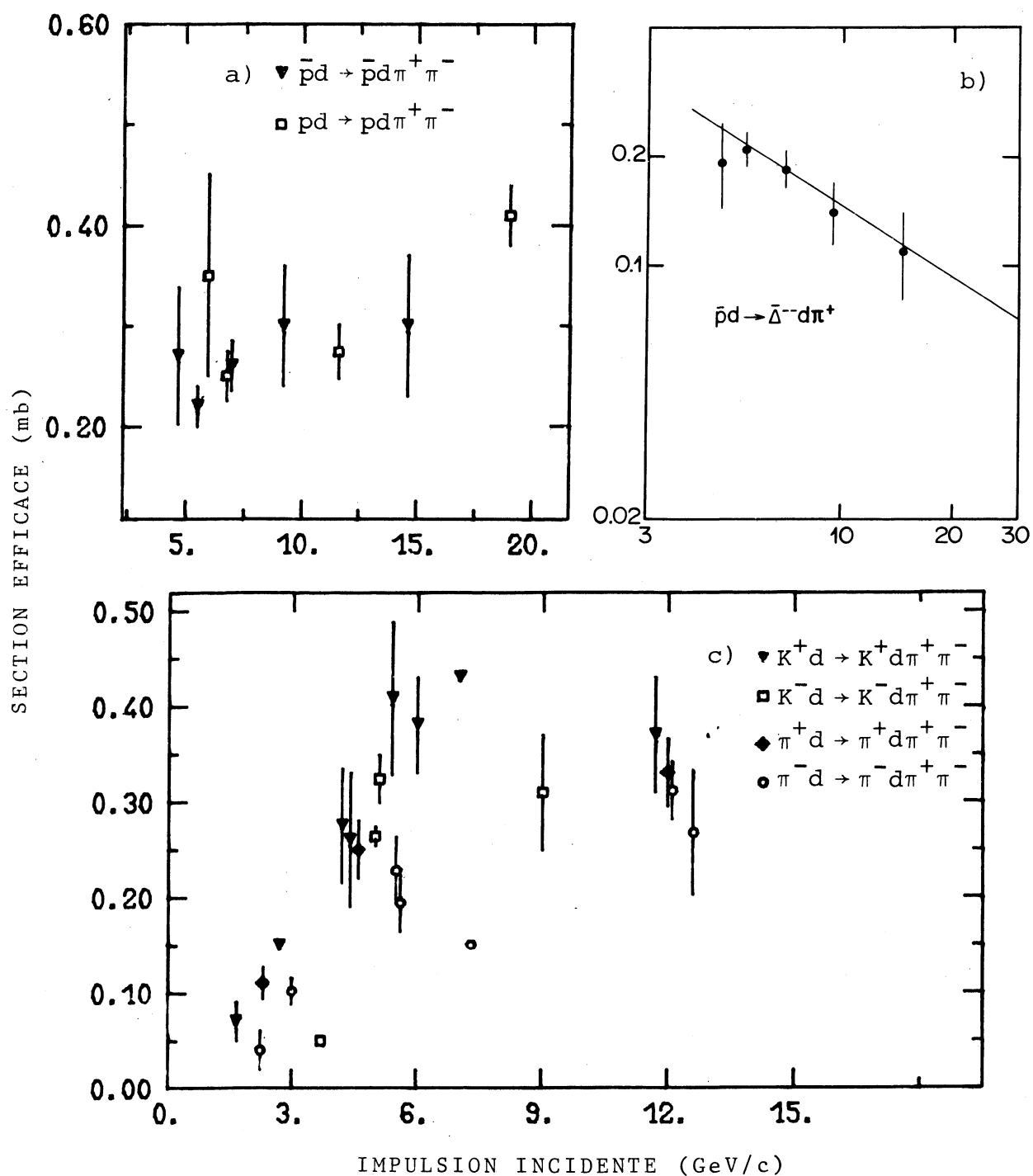


Figure 5.3 - Variation des sections efficaces des réactions $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ (a), $\bar{p}d \rightarrow \bar{\Delta}^{--}d\pi^+$ (b), $K^\pm d \rightarrow K^\pm d\pi^+\pi^-$ et $\pi^\pm d \rightarrow \pi^\pm d\pi^+\pi^-$ (c) en fonction de l'impulsion incidente.

La Figure 5.3a représente la variation des sections efficaces de la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ en fonction de l'impulsion de l'antiproton incident. Nous avons également porté sur cette figure les sections efficaces du processus $pd \rightarrow pd\pi^+\pi^-$. On remarque que toutes ces valeurs ne semblent dépendre que faiblement de l'impulsion du proton ou de l'antiproton incident. Il en est de même pour les réactions $\pi^\pm d \rightarrow \pi^\pm d\pi^+\pi^-$ et $K^\pm d \rightarrow K^\pm d\pi^+\pi^-$ au dessus de $P_{inc} \sim 7 \text{ GeV}/c$ (Fig. 5.3c).

Nous présentons en Figure 5.4 les distributions de masse effective $M(d\pi^+)$ et $M(d\pi^-)$. L'effet d^* se traduit par un important signal dans la masse effective $M(d\pi^+)$ aux alentours de $M(d\pi^+) \sim 2,2 \text{ GeV}/c^2$. Cette structure est relativement bien décrite par un mélange incohérent d'espace de phase périphérique et d'une fonction de Breit-Wigner centrée à $M(d\pi^+) = 2,18 \text{ GeV}/c^2$ et de largeur $0,120 \text{ GeV}/c^2$. L'espace de phase utilisé pour l'ajustement a été obtenu en générant chaque événement suivant une loi $\exp(-b|t_d|)$. Dans la suite de ce travail, pour étudier les propriétés du système $\bar{p}\pi^+\pi^-$, nous excluons les événements ayant $M(d\pi^+) < 2,32 \text{ GeV}/c^2$ puisque les événements résultant de l'effet d^* ne peuvent être considérés comme de vrais événements cohérents.

La distribution de masse effective $d\pi^-$ (Fig. 5.4) présente un signal beaucoup moins important aux faibles valeurs de masse effective. Cette caractéristique peut s'expliquer dans la mesure où la majorité des π^- sont issus de la désintégration de la résonance $\bar{\Delta}^{--}$. En effet, la distribution de masse effective $M(\bar{p}\pi^-)$, présentée en Figure 5.6a, montre une importante production de la résonance $\bar{\Delta}^{--}(1236)$ (voir Table 5.2). La courbe représente l'ajustement d'une fonction de Breit-Wigner correspondant à cette résonance et de l'espace de phase périphérique. Le diagramme triangulaire de la masse $M(\bar{p}\pi^-)$ en fonction de la masse $M(d\pi^+)$ indique clairement que l'effet d^* est associé à la production de la résonance $\bar{\Delta}^{--}(1236)$ (Fig. 4.7). La distribution de la masse effective $M(\bar{p}\pi^+)$ ne présente qu'une très faible indication de production de la résonance $\bar{\Delta}^0(1236)$.

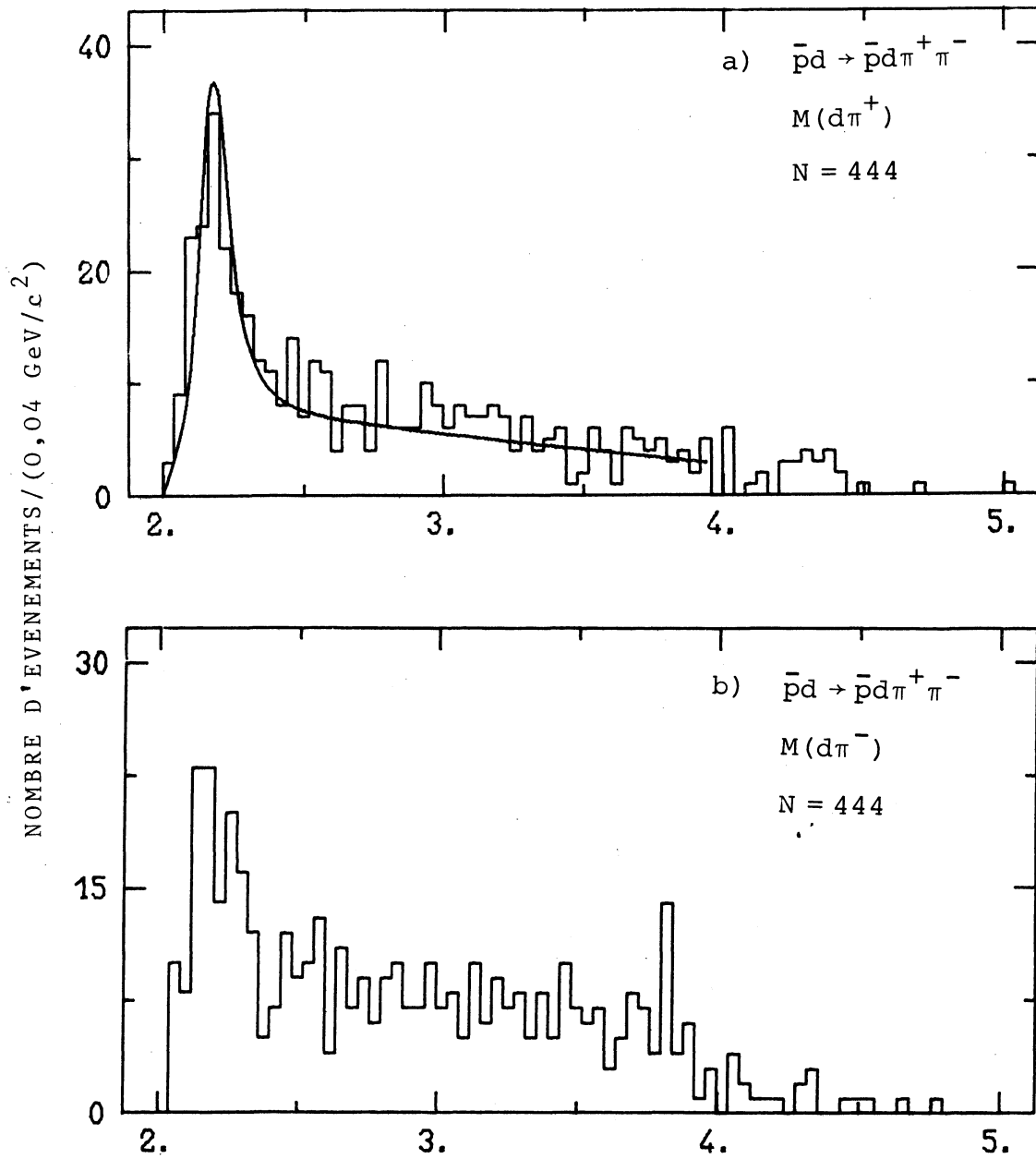
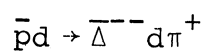


Figure 5.4 - Distribution des masses effectives $M(d\pi^+)$ et $M(d\pi^-)$ pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$. La courbe en a) est le résultat de l'ajustement d'une fonction de Breit-Wigner et d'un fond périphérique.



N = 260

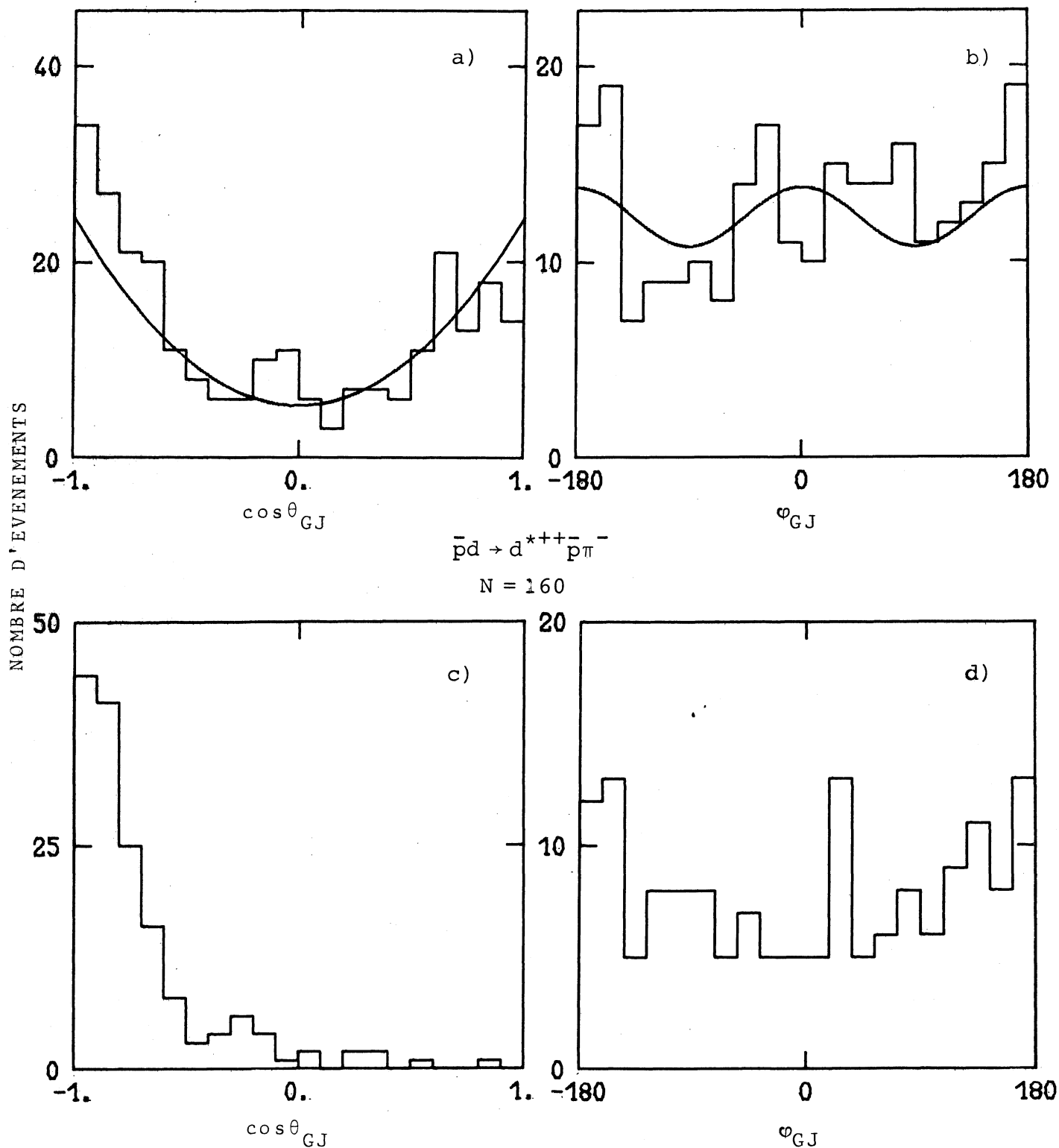


Figure 5.5 - Distributions angulaires de désintégration dans le système de Gottfried-Jackson de la résonance $\bar{\Delta}^{--} (1236)$ [a) et b)] et de l'effet d^{*++} [c) et d)]. Les courbes en a) et b) sont obtenues à partir des éléments de la matrice densité ρ_{33} et $\text{Re } \rho_{3,-1}$.

Impulsion incidente	Taux de production (en %)		Référence
	$\bar{\Delta}^{--}$	d^{*++}	
4,7	31	33	14
5,55	95	58	61
7,0	88	38	62
9,2	48	28	ce travail
14,6	37	25	63

TABLE 5.2

Variation des taux de production de la résonance $\bar{\Delta}^{--}$ et de l'effet d^* en fonction de l'impulsion incidente pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$.

A partir de la Figure 5.6a, nous avons estimé à $0,14 \pm 0,03\text{mb}$ la section efficace de la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p\pi^+$. En comparant cette quantité aux valeurs obtenues à d'autres impulsions incidentes (Fig.5.3) nous constatons une dépendance suivant une loi $\sigma \propto P_{\text{inc}}^{-n}$ où $n = 0,6 \pm 0,2$ (Fig.5.3b). Nous présentons en Table 5.2 un résumé d'estimation des taux de production de la résonance $\bar{\Delta}^{--}(1236)$ ainsi que de l'effet d^* en fonction de l'impulsion de l'antiproton incident. Il est intéressant de noter que, bien que l'erreur soit importante - typiquement de l'ordre de 15% - la production de $\bar{\Delta}^{--}$ et de d^{*++} semble être maximale aux alentours de $P_{\text{inc}} \sim 5,5 \text{ GeV}/c^2$. Une décroissance de la production de l'effet d^{*0} a été également observée dans la réaction $pd \rightarrow pd\pi^+\pi^-$ entre 7 et 11,6 GeV/c; cependant, la section efficace de production de la résonance Δ^{++} est plus grande à 11,6 GeV/c qu'à 7 GeV/c. Il serait donc utile de disposer d'autres résul-

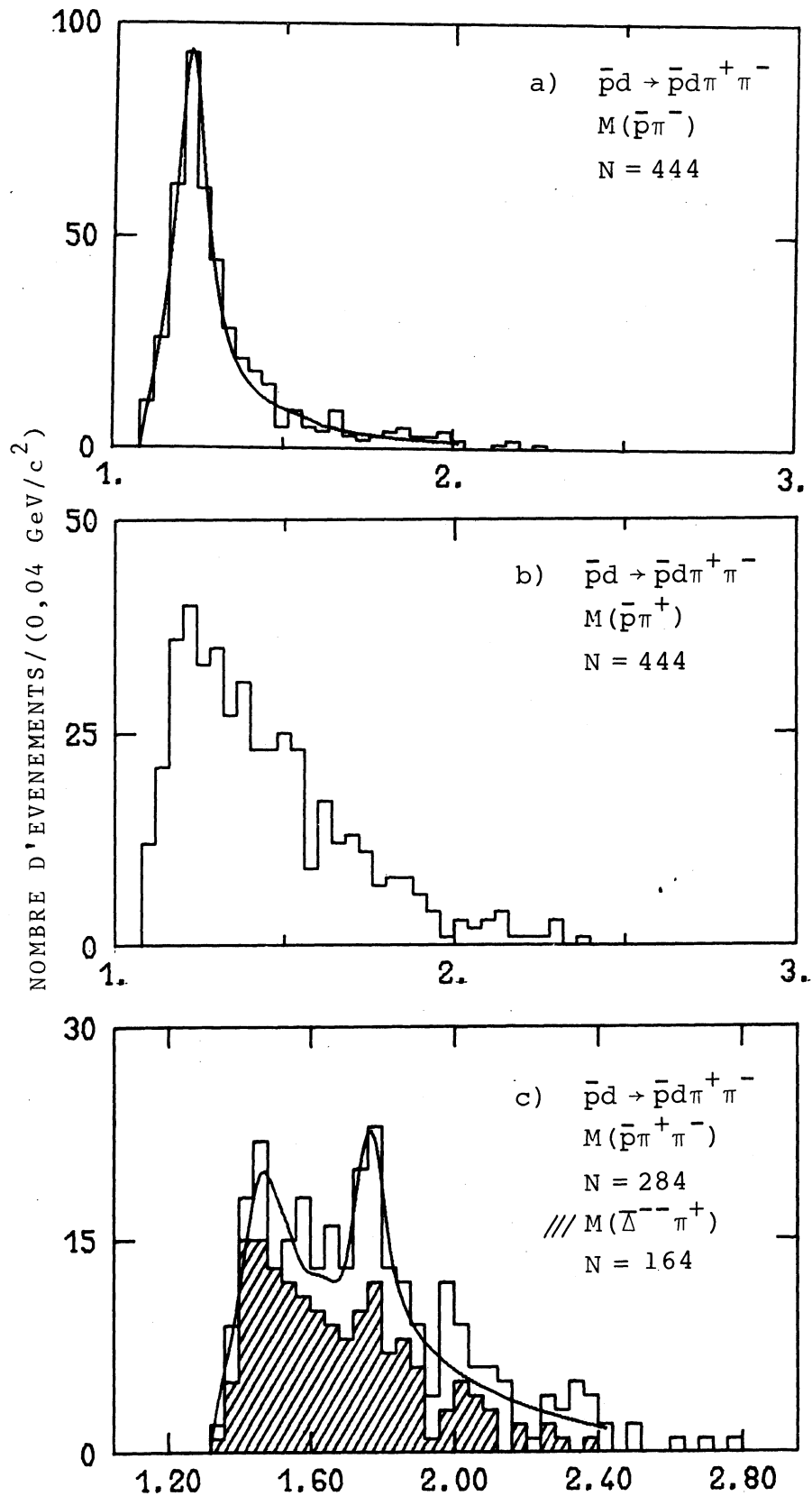
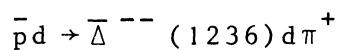
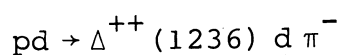


Figure 5.6 - Distribution des masses effectives $M(\bar{p}\pi^-)$, $M(\bar{p}\pi^+)$ et $M(\bar{p}\pi^+\pi^-)$, $M(\bar{\Delta}^{--}\pi^+)$ pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$. La figure c) est obtenue à partir des événements hors de l'effet d^* .



Elément de la matrice densité	Impulsion de l'antiproton incident en GeV/c			
	5,55	7	9,2	14,6
ρ_{33}	$0,12 \pm 0,04$	$0,04 \pm 0,05$	$-0,02 \pm 0,04$	$-0,08 \pm 0,06$
$\text{Re } \rho_{3,1}$	$0,03 \pm 0,04$	$0,10 \pm 0,05$	$-0,04 \pm 0,04$	$0,03 \pm 0,05$
$\text{Re } \rho_{3,-1}$	$-0,03 \pm 0,04$	$-0,11 \pm 0,05$	$-0,05 \pm 0,03$	$-0,09 \pm 0,05$



Elément de la matrice densité	Impulsion du proton incident en GeV/c		
	7	11,6	19
ρ_{33}	$0,13 \pm 0,04$	$0,44 \pm 0,04$	$0,05 \pm 0,03$
$\text{Re } \rho_{3,1}$	$0,02 \pm 0,03$	$-0,05 \pm 0,04$	$0,00 \pm 0,03$
$\text{Re } \rho_{3,-1}$	$0,00 \pm 0,03$	$0,05 \pm 0,03$	$-0,01 \pm 0,02$

TABLE 5.3

Eléments de matrice densité de la résonance $\Delta (1236)$
produite dans les réactions $\bar{p}d \rightarrow \bar{\Delta}^{--} d\pi^+$ et $pd \rightarrow \Delta^{++} d\pi^-$.

tats relatifs aux interactions cohérentes $\bar{p}d$ et pd dans cette gamme d'impulsion incidente afin d'analyser de façon plus fine cette différence de comportement.

Les distributions angulaires de désintégration de la résonance $\bar{\Delta}^{--}$ dans le système de Gottfried-Jackson sont présentées en Figure 5.5a. Les éléments de la matrice densité de cette résonance ont été évalués par la méthode des moments et sont présentés en Table 5.3 où nous les comparons aux valeurs obtenues dans les réactions pd et $\bar{p}d$ déjà mentionnées. Ces valeurs sont toutes pratiquement compatibles avec zéro; cependant, si l'on reporte les valeurs des éléments de matrice densité pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{\Delta}^{--} d\pi^{-}$ dans le domaine de positivité de la Figure 2.5, on constate que les points obtenus dans notre expérience se placent à la limite du domaine tandis que le point à 14,6 GeV/c est nettement situé en dehors du domaine de positivité. Pour la réaction $pd \rightarrow \Delta^{++} d\pi^{-}$, tous les points expérimentaux se placent dans le domaine de positivité de façon satisfaisante.

Nous présentons en Figure 5.6c la distribution de masse effective $M(\bar{p}\pi^{+}\pi^{-})$ pour les événements extérieurs à l'effet d^{*} . La partie hachurée de l'histogramme correspond au spectre de masse effective $\bar{\Delta}^{--}\pi^{+}$; ces deux épaulements semblent également persister sur cette distribution et pourraient être dus à la production de résonances N^{*} . Nous avons donc ajusté le spectre de masse $\bar{p}\pi^{+}\pi^{-}$ à l'aide d'un mélange incohérent de deux fonctions de Breit-Wigner et de l'espace de phase périphérique déformé; la Table 5.4 résume les paramètres obtenus de même que les résultats obtenus dans les interactions pd . On constate une assez bonne compatibilité en ce qui concerne la position des deux pics ainsi que la largeur du premier épaulement.

Impulsion du proton* ou de l'antiproton† incident	1er épaulement		2ème épaulement	
	position	largeur	position	largeur
9,2 [†]	1,42 ± 0,01	0,19 ± 0,07	1,76 ± 0,02	0,095 ± 0,009
7*	1,464 ± 0,007	0,124 ± 0,020	1,668 ± 0,019	0,168 ± 0,064
11,6*	1,458 ± 0,008	0,186 ± 0,028	1,56 ~ 1,96	—
19*	1,42 ± 0,02	0,12 ± 0,02	1,715 ± 0,020	0,040 ± 0,010

TABLE 5.4

Résultats de l'ajustement décrit dans le texte des spectres de masses effectives $\bar{p}\pi^+\pi^-$ et $p\pi^+\pi^-$ en dehors de l'effet d^* pour les réactions $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ et $pd \rightarrow pd\pi^+\pi^-$.

2.2. Les réactions $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-\pi^0$ et $\bar{p}d \rightarrow \bar{n}d\pi^+2\pi^-$

Les distributions de masse effective $d\pi$ pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-\pi^0$ ne présentent pas d'indication importante de production de d^* . La Figure 5.7 représente les distributions de masse effective $\bar{p}\pi^-$, $\bar{p}\pi^+$ et $\bar{p}\pi^0$. Un signal correspondant à la résonance $\bar{\Delta}(1236)$ est clairement visible sur ces trois distributions; comme prévu, il est plus nettement prononcé sur la distribution de masse effective $\bar{p}\pi^-$. La section efficace de production de la résonance $\bar{\Delta}^{--}(1236)$ dans ce canal a été estimée à $(46 \pm 5)\mu\text{b}$ alors que la section efficace de la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-\pi^0$ est égale à $(74 \pm 7)\mu\text{b}$.

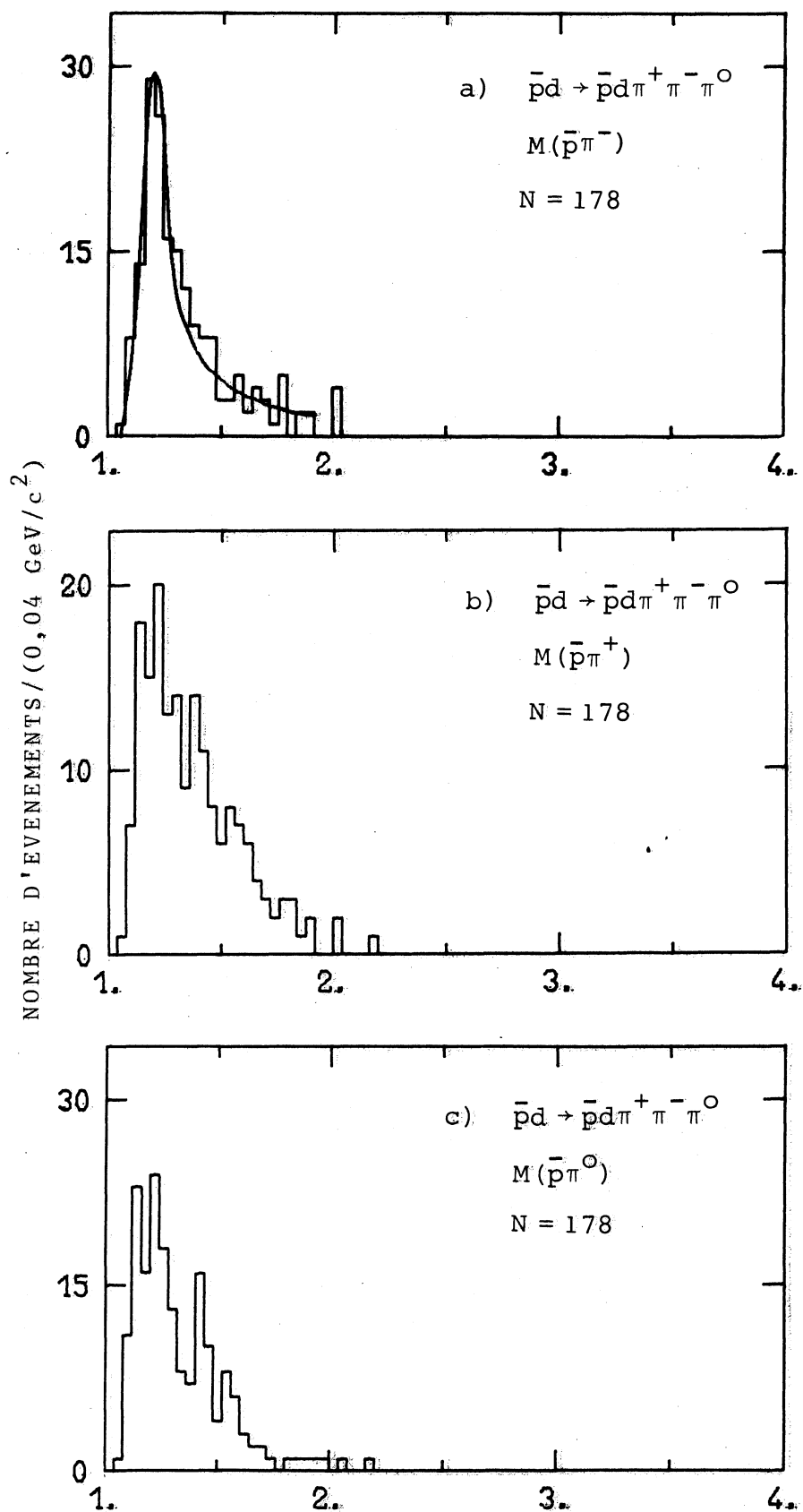


Figure 5.7 - Distribution de masses effectives $M(\bar{p}\pi)$ pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-\pi^0$. La courbe en a) résulte de l'ajustement d'un fond périphérique et d'une fonction de Breit-Wigner

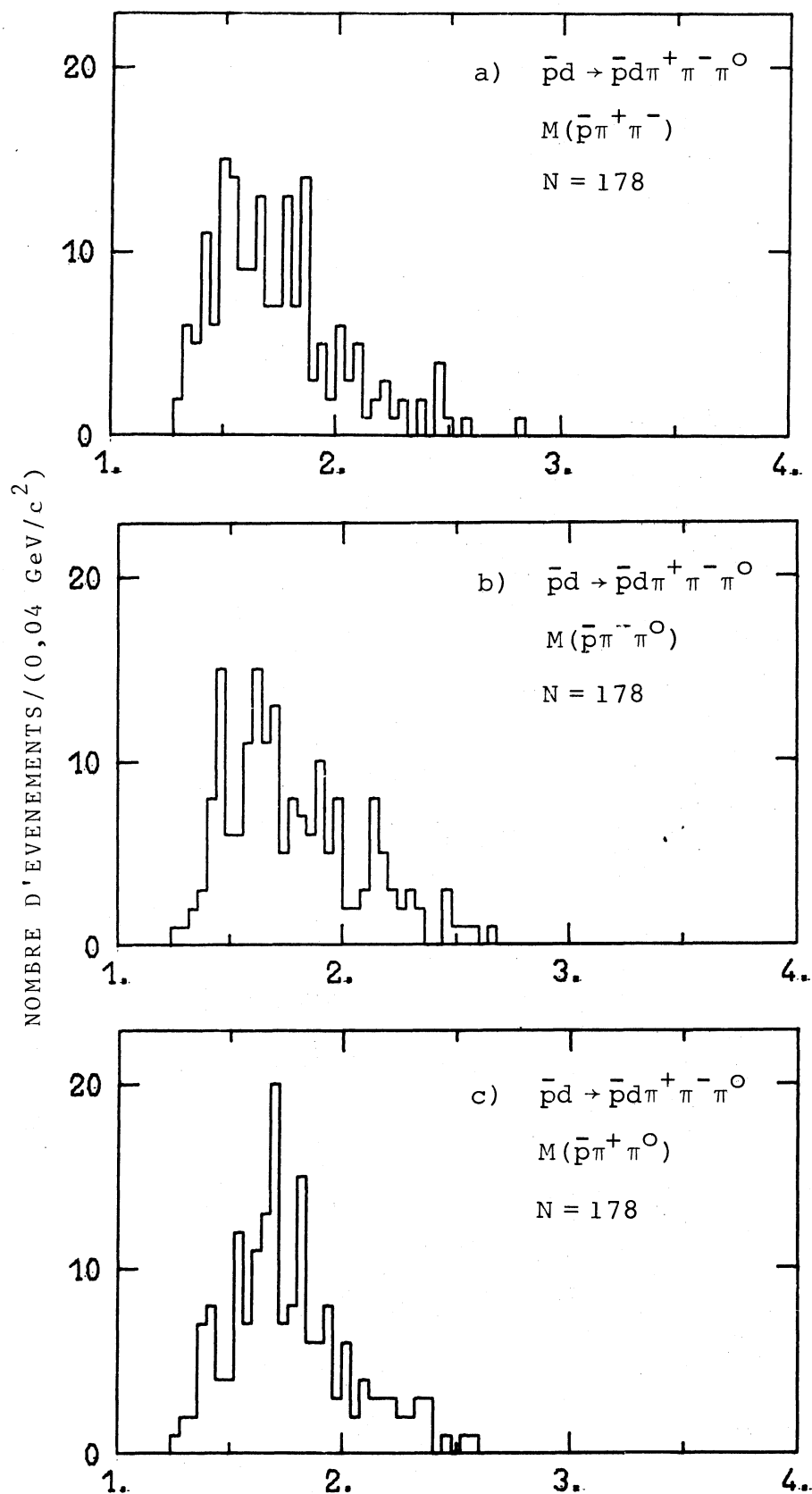


Figure 5.8 - Distributions de masse effective $M(\bar{p}\pi\pi)$ pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-\pi^0$.

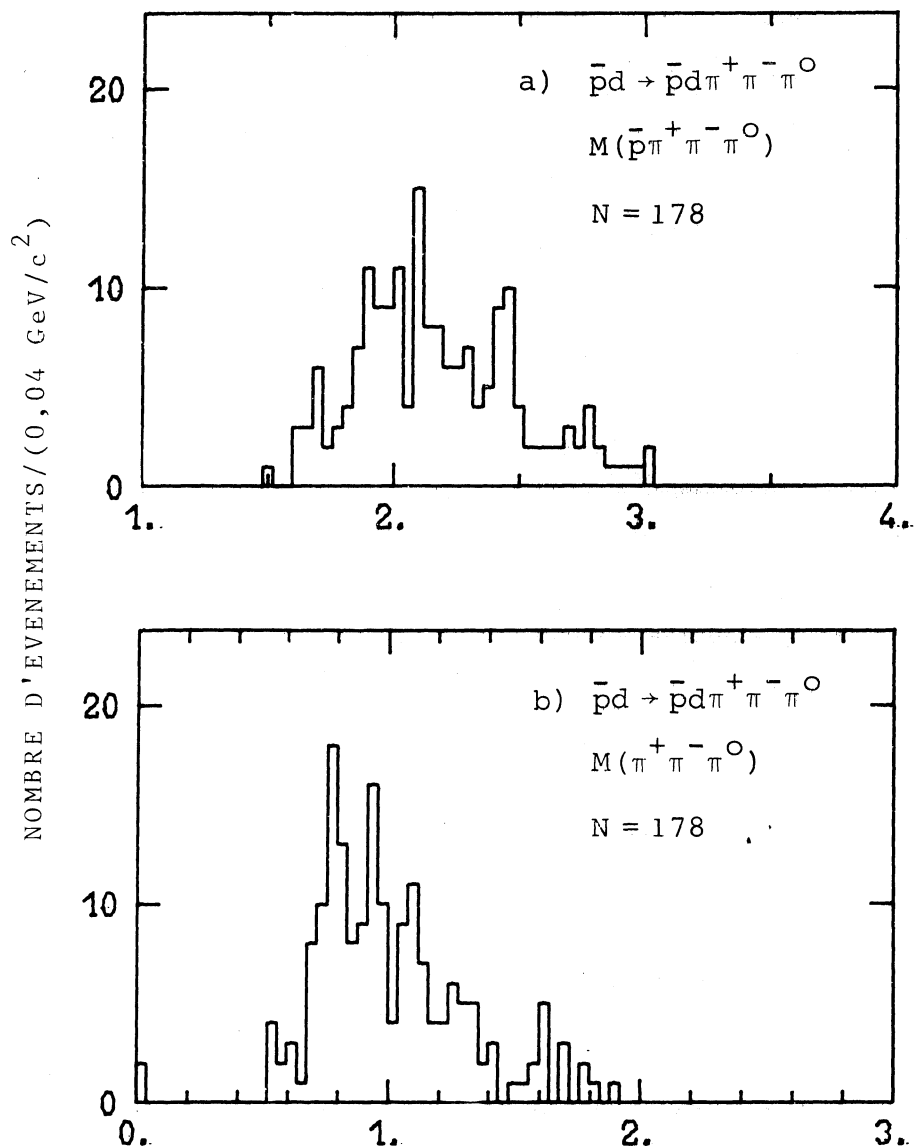


Figure 5.9 - Distribution des masses effectives $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ et $M(\bar{p}\pi^+\pi^-\pi^0)$ pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-\pi^0$.

Les distributions de masse effective $\bar{p}\pi^+\pi^-$, $\bar{p}\pi^-\pi^0$ et $\bar{p}\pi^+\pi^0$ sont représentées en Figure 5.8. Les deux premières distributions ne présentent aucune structure importante tandis que dans la distribution de masse effective $\bar{p}\pi^+\pi^0$ un signal apparaît aux alentours de $M(\bar{p}\pi^+\pi^0) \approx 1700 \text{ MeV}/c^2$. Cette différence entre la distribution de $M(\bar{p}\pi^+\pi^0)$ et les deux autres distributions peut être expliquée par le fait que la production de la résonance $\bar{\Delta}^{--} (1236)$ est plus importante que celle de $\bar{\Delta}^- (1236)$ et de $\bar{\Delta}^0 (1236)$.

Les distributions de masse effective $\pi\pi$ ne présentent pas de signal correspondant aux résonances $\rho(770)$ ou $f(1270)$. La distribution de masse effective du système $\bar{p}\pi^+\pi^-\pi^0$ (Fig.5.9a) ne présente également aucune structure particulière. Un faible signal correspondant à la résonance $\omega(784)$ est présent dans la distribution de masse effective $\pi^+\pi^-\pi^0$ (Fig.5.9b).

Dans le cas de la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{n}d\pi^+\pi^-\pi^-$, nous avons étudié les distributions de masse effective $d\pi^+$ et $d\pi^-$ et n'avons pas trouvé d'importante manifestation de production de l'effet d^* . La distribution de masse effective $\bar{n}\pi^-$ est caractérisée par un large épaulement aux faibles valeurs de $M(\bar{n}\pi^-)$. Dans la distribution de masse effective $\bar{n}\pi^+$, un signal correspondant à la résonance $\bar{\Delta}^+ (1236)$ est observé (Fig.5.10). La section efficace du canal de réaction est égale à $65 \pm 6 \mu\text{b}$ tandis que celle de production de la résonance $\bar{\Delta}^+ (1236)$ a été estimée à $30 \pm 5 \mu\text{b}$.

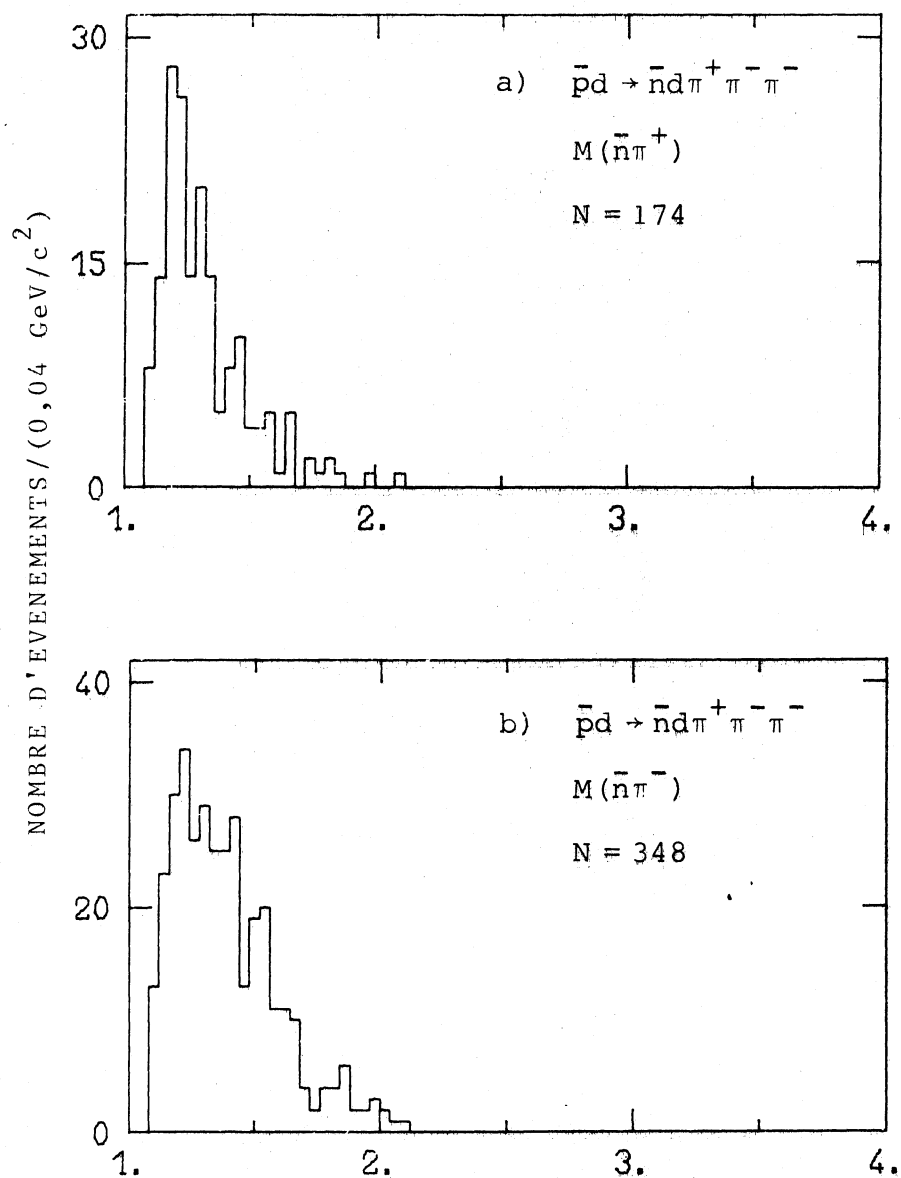


Figure 5.10 - Distribution des masses effectives $M(\bar{n}\pi)$ pour le canal $\bar{p}d \rightarrow \bar{n}d\pi^+\pi^-\pi^-$.

3.- CARACTERISTIQUES DE DISSOCIATION DIFFRACTIVE DU SYSTEME ($\bar{p}\pi^+\pi^-$)

3.1. Analyse de la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ suivant l'espace de phase longitudinal

La technique d'analyse suivant l'espace de phase longitudinal a été souvent utilisée pour analyser les réactions à haute énergie. Dans cette approche, on considère que la plus grande partie de l'énergie disponible sert à donner de grands moments longitudinaux aux particules produites alors que les moments transverses sont plutôt limités dans la mesure où leurs valeurs moyennes sont de l'ordre de 300 MeV/c. Les propriétés de la dynamique de l'interaction se reflètent donc, dans cette optique, dans la structure des distributions des moments longitudinaux⁽⁶⁴⁾.

Nous avons analysé la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ suivant l'espace de phase longitudinal en ne considérant que les événements qui ne participent pas à l'effet d*. Pour ce faire, nous avons utilisé les moments longitudinaux q des particules dans le système du centre de masse pour définir les variables

$$Q = \sum_{i=1}^n |q_i| \quad \text{et} \quad x_i = \frac{2q_i}{Q}$$

L'indice i dénote une des quatre particules de la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$. Comme l'antiproton et le deuton sont émis dans des hémisphères opposés, il n'y a que quatre configurations possibles :

$$\begin{aligned} x_{\bar{p}}^-, x_{\pi^+}, x_{\pi^-} &> 0 > x_d \\ x_{\bar{p}}^-, x_{\pi^+} &> 0 > x_{\pi^-} > x_d \\ x_{\bar{p}}^-, x_{\pi^-} &> 0 > x_{\pi^+}, x_d \\ x_{\bar{p}}^- &> 0 > x_{\pi^+}, x_{\pi^-}, x_d \end{aligned}$$

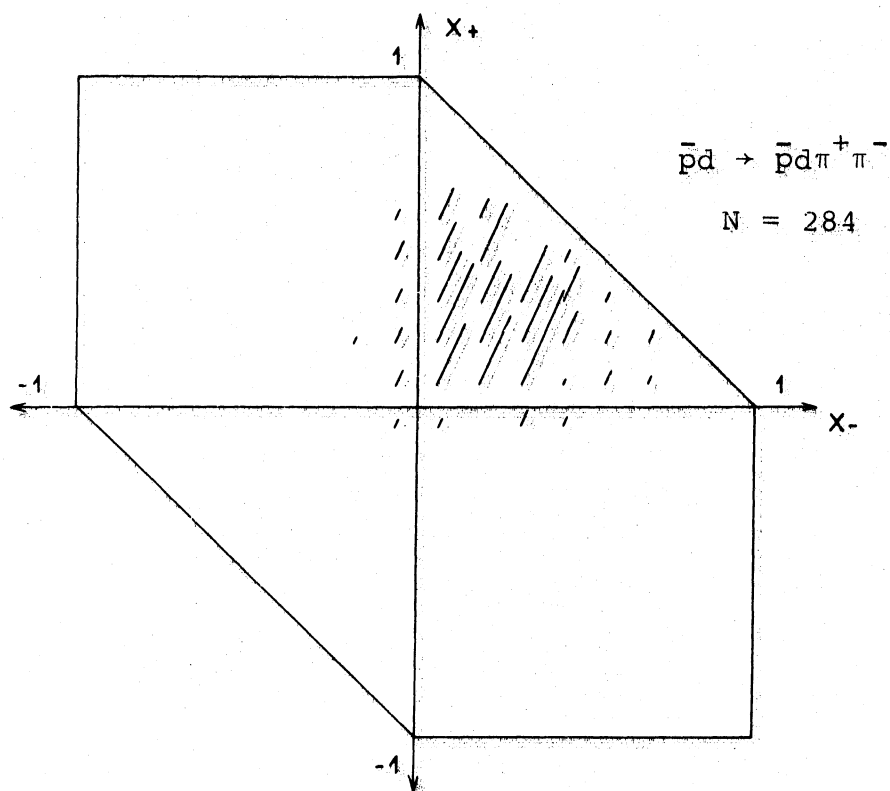


Figure 5.11 - Diagramme d'espace de phase longitudinal pour les événements de la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ en dehors de l'effet d^* . x_+ (x_-) dénote le moment longitudinal réduit du π^+ (π^-).

Dans le but de s'affranchir des effets dus à l'espace de phase, chaque événement est pondéré par un facteur

$$W(x) = \left(\sum_{i=1}^n x_i^2 / E_i \right) \left(\prod_{i=1}^n E_i \right) (Q/2)^{3-n}$$

où E_i est l'énergie de la particule i dans le système du centre de masse et $n=4$ est le nombre de particules dans l'état final. Nous avons divisé le plan (x_{π^+}, x_{π^-}) en cellules carrées de dimension $x = 1/8$ et tracé dans chacune d'elles une barre dont la longueur est proportionnelle au nombre $N_p = \sum_{\alpha} W_{\alpha}$ d'événements pondérés qui y sont contenus. Ce diagramme est présenté en Figure 5.11; nous remarquons que pratiquement tous les événements sont concentrés dans la région $x_{\pi^+}, x_{\pi^-} \rightarrow 0$. Ce phénomène est caractéristique de la dissociation diffractive de l'antiproton qui semble ainsi dominer le mécanisme de production dans cette partie de l'espace de phase longitudinal.

Dans la mesure où la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ résulte d'un processus diffractif, il est intéressant d'étudier la variation de la distribution du quadrimoment de transfert entre l'antiproton incident et le système $\bar{p}\pi^+\pi^-$ en fonction de $M(\bar{p}\pi^+\pi^-)$. En excluant toujours l'effet d^* , nous avons sélectionné trois intervalles de masse $M = M(\bar{p}\pi^+\pi^-)$ et ajusté une fonction exponentielle sur les distributions de $|t_d|$ correspondantes. La Table 5.5 résume les valeurs des pentes obtenues, lesquelles décroissent lorsque M augmente; ce comportement est analogue à celui obtenu au § II pour le processus $n \rightarrow p\pi^-$ et est censé caractériser les processus diffractifs⁽²⁷⁾.

Intervalle de masse effective M GeV/c ²	Intervalle de $ t_d $ (GeV/c) ²	Pente (GeV/c) ⁻²
M < 1,6	0,03 - 0,15	36 ± 5
1,6 < M < 1,8	0,03 - 0,15	28 ± 4
1,8 < M < 2,1	0,03 - 0,15	18 ± 4

TABLE 5.5

Pentes du quadriment de transfert $|t_d|$ pour
trois intervalles de masse effective M($\bar{p}\pi^+\pi^-$)

3.2. Comparaison des processus $\bar{p}d \rightarrow d(\bar{p}\pi^+\pi^-)$ et $\bar{p}p \rightarrow p(\bar{p}\pi^+\pi^-)$

Pour de faibles valeurs de la masse effective M($\bar{p}\pi^+\pi^-$), le carré du tri-moment de transfert q^2 entre deuton initial et final peut être approximé par le quadriment de transfert $|t_d|$. La pente b de la distribution de $|t_d|$ pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ peut être reliée à la pente b_H de la distribution de transfert au système diffractif pour la réaction correspondante

$$\bar{p}p \rightarrow p(\bar{p}\pi^+\pi^-)$$

dans le même intervalle de variation de transfert par la relation

$$b = b_H + \frac{\alpha}{2}$$

où α est le paramètre entrant dans l'expression du facteur de forme du deuton $S(q^2) = \exp(-\alpha q^2) \sim \exp(-\alpha |t_d|)$. Cette relation que nous démontrons en Appendice II est obtenue en supposant que le formalisme développé par Franco et Glauber pour la diffusion élastique sur deutérium⁽⁶⁵⁾ peut, sous certaines conditions, être appliqué aux processus diffractifs inélastiques.

Pour tester cette relation, nous avons comparé les pentes des distributions de $|t_d|$ obtenues précédemment pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ avec les pentes de la distribution de $|t_H|$ pour la réaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-$ à 9,1 GeV/c, dans les mêmes intervalles de transfert.

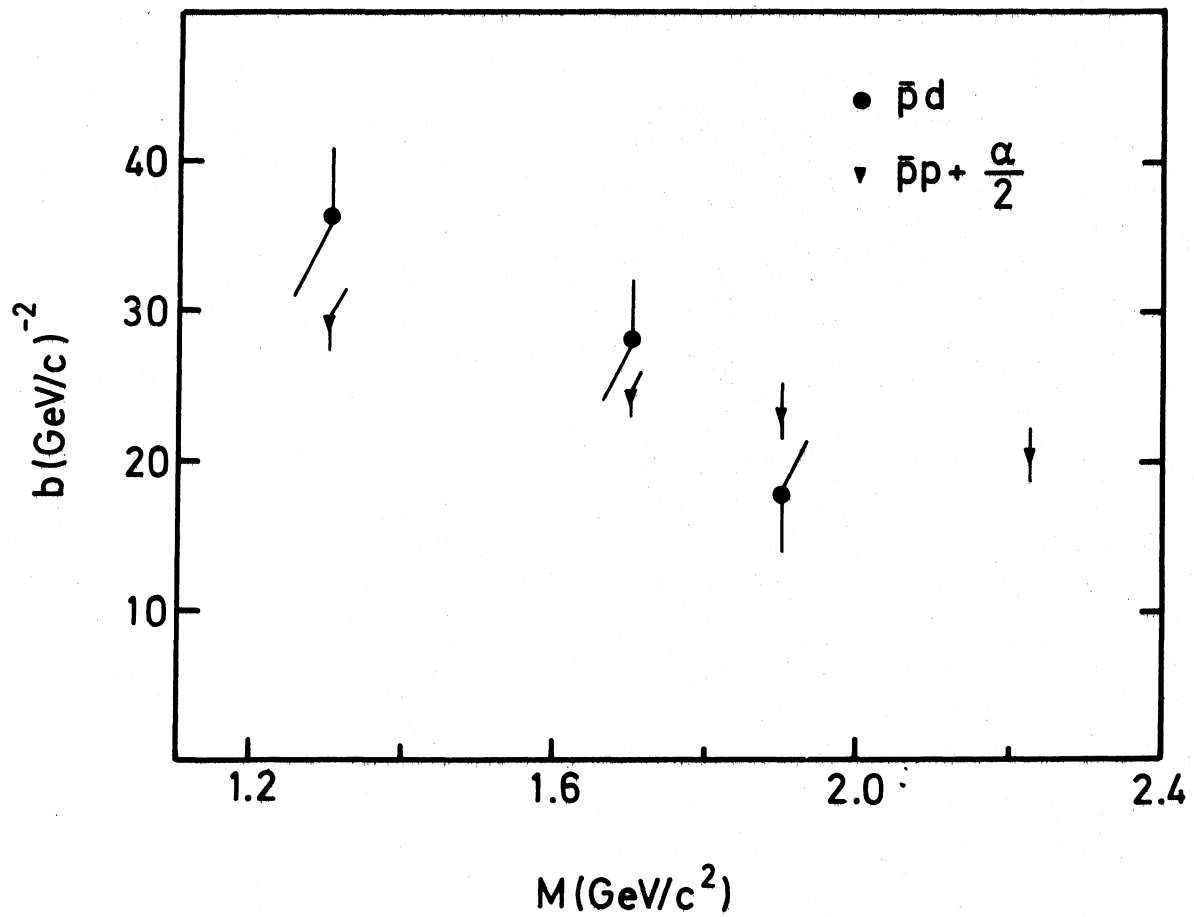


Figure 5.12 - Variation des pentes du quadrimoment de transfert en fonction de la masse $M(\bar{p}\pi^+\pi^-)$ pour les réactions $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ et $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-$.

Cette dernière réaction étant essentiellement dominée par le sous-canal $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Delta}^{--} \Delta^{++}$, nous avons exclu les événements attribués à ce processus⁽⁴³⁾. La valeur de α utilisée - $\alpha = 33,75 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ - est celle proposée en référence (66) pour l'étude de la diffusion élastique $\bar{p}d$ à 5,55 GeV/c. La comparaison des pentes est présentée en Figure 5.12 où nous avons ajouté $\alpha/2$ aux pentes obtenues sur hydrogène. Dans les deux cas, la pente b décroît lorsque la masse $M(\bar{p}\pi^+\pi^-)$ augmente; l'accord semble assez bien vérifié pour les intervalles de masse considérés. Notons qu'un accord satisfaisant a également été observé en comparant les réactions $\bar{p}d \rightarrow p d \pi^+ \pi^-$ et $pp \rightarrow pp \pi^+ \pi^-$ à 19 GeV/c⁽²⁴⁾ et 28 GeV/c⁽⁶⁷⁾.

3.3. Tests de conservation de l'hélicité

Nous avons également étudié la compatibilité de nos données avec la conservation de l'hélicité dans la voie s ou t , pour la réaction cohérente $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d \pi^+ \pi^-$. Nous présentons en Figure 5.13 les distributions de l'angle azimutal du π^+ du système $\bar{p}\pi^+\pi^-$ autour de ces deux directions. En raison de la faible statistique, aucune conclusion certaine ne peut être tirée quant à la conservation de l'hélicité dans le canal s ou le canal t .

4.- LE PHENOMENE D'ANNIHILATION

Ce phénomène, particulier aux interactions induites des antiprotons, présente a priori un important intérêt. Cependant, le fait que ce travail n'est réalisé qu'à partir d'événements à quatre branches visibles limite fortement la possibilité que nous avons d'étudier ce phénomène et nous place devant de grandes difficultés pour l'extraire de nos données. Il est en effet bien connu que le phénomène d'annihilation donne lieu à un grand nombre de particules dans l'état final⁽⁴²⁾. A titre d'exemple, la multiplicité moyennes de particules chargées produites par interaction $\bar{p}p$ à 9,1 GeV/c est de $3,65 \pm 0,02$ tandis que le nombre moyen de particules chargées résultant d'un mécanisme d'annihilation peut être estimé

$$\bar{p}d \rightarrow \bar{a}(\bar{p}\pi^+\pi^-)$$

N = 284

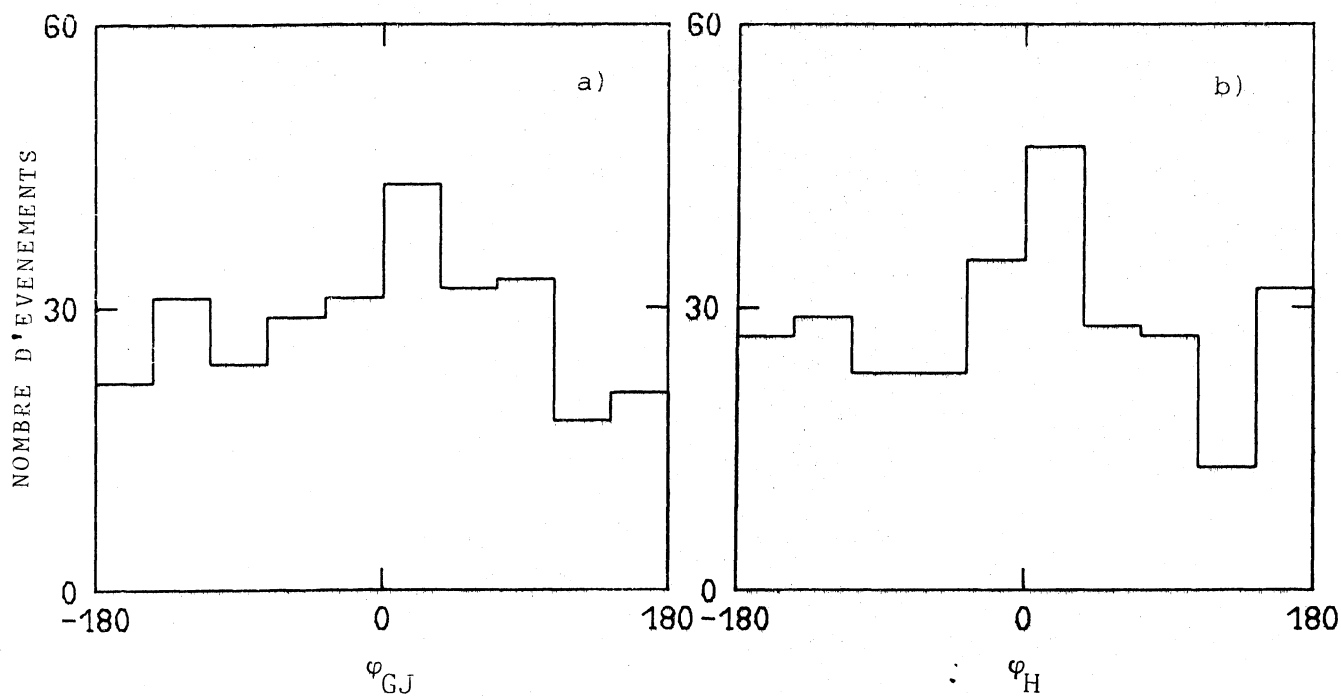


Figure 5.13 - Distributions de l'angle azimutal du π^+ du système $\bar{p}\pi^+\pi^-$ dans le système de Gottfried-Jackson (a) et de l'hélicité (b).

à $5,36 \pm 0,08$ ⁽⁶⁸⁾. Notons que dans un travail récent⁽⁶⁹⁾, nous avons obtenu un résultat identique à partir de la différences des sections efficaces topologiques $\bar{p}p$ - pp . Par ailleurs, le nombre moyen de mésons π^0 produit dans une réaction d'annihilation est également élevé⁽⁴²⁾, ce qui réduit de façon considérable le nombre d'événements pouvant donner lieu à un ajustement; en effet, le nombre moyen de π^0 est respectivement égal à $2,4 \pm 0,3$ et à $3,1 \pm 0,2$ dans les réactions d'annihilation $\bar{p}p$ à 9,1 GeV/c en deux et quatre mésons chargés⁽⁴³⁾.

Dans ce travail, nous ne considérerons que les réactions ajustées $\bar{p}n \rightarrow \pi^+ 2\pi^-$ et $\bar{p}n \rightarrow \pi^+ 2\pi^- \pi^0$. La première réaction a suscité un vif intérêt voici quelques années en raison des structures particulières observées dans le diagramme de Dalitz⁽⁷⁰⁾. Toutefois, la section efficace de ce processus décroît très fortement en fonction de P_{inc} ; il en résulte qu'à 9,2 GeV/c, cette section efficace est inférieure à la sensibilité de notre expérience. Par conséquent, on a

$$\sigma(\bar{p}n \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^-) \leq 0,3 \mu b$$

Les ambiguïtés entre la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \pi^+ 2\pi^- \pi^0$ et les autres canaux étudiés ayant été résolues tout au long de ce travail, nous sommes en présence de 78 événements candidats aux processus $\bar{p}n \rightarrow \pi^+ 2\pi^-$ en ne gardant toutefois que les événements qui ont MM^2 compris entre -0,3 et 1,0 (GeV/c²)². En raison des symétries du système $\bar{p}n$ discutées précédemment, les distributions angulaires de tous les pions dans le système du centre de masse devraient être symétriques. Pour ces événements, la distribution de $\cos\theta_{\pi^0}^*$ présente un pic arrière qui est associé à un excès de π^- émis en avant. Cet effet, déjà observé à 5,55 GeV/c⁽⁷¹⁾, peut être attribué à une contamination par la réaction à quatre contraintes $\bar{p}p \rightarrow \bar{K}K + \text{pions}$, laquelle est simulée par la réaction d'annihilation en pions à une contrainte. Dans ce cas, on peut montrer⁽⁷¹⁾ à l'aide d'une méthode de Monte Carlo que le π^0 ajusté a une impulsion faible dans le système du laboratoire et est émis vers l'arrière dans le système du centre de masse. Si l'on considère un diagramme de $\cos^*\theta_{\pi^0}$ en fonction du moment transverse $P_T(\pi^0)$, on observe une accumulation

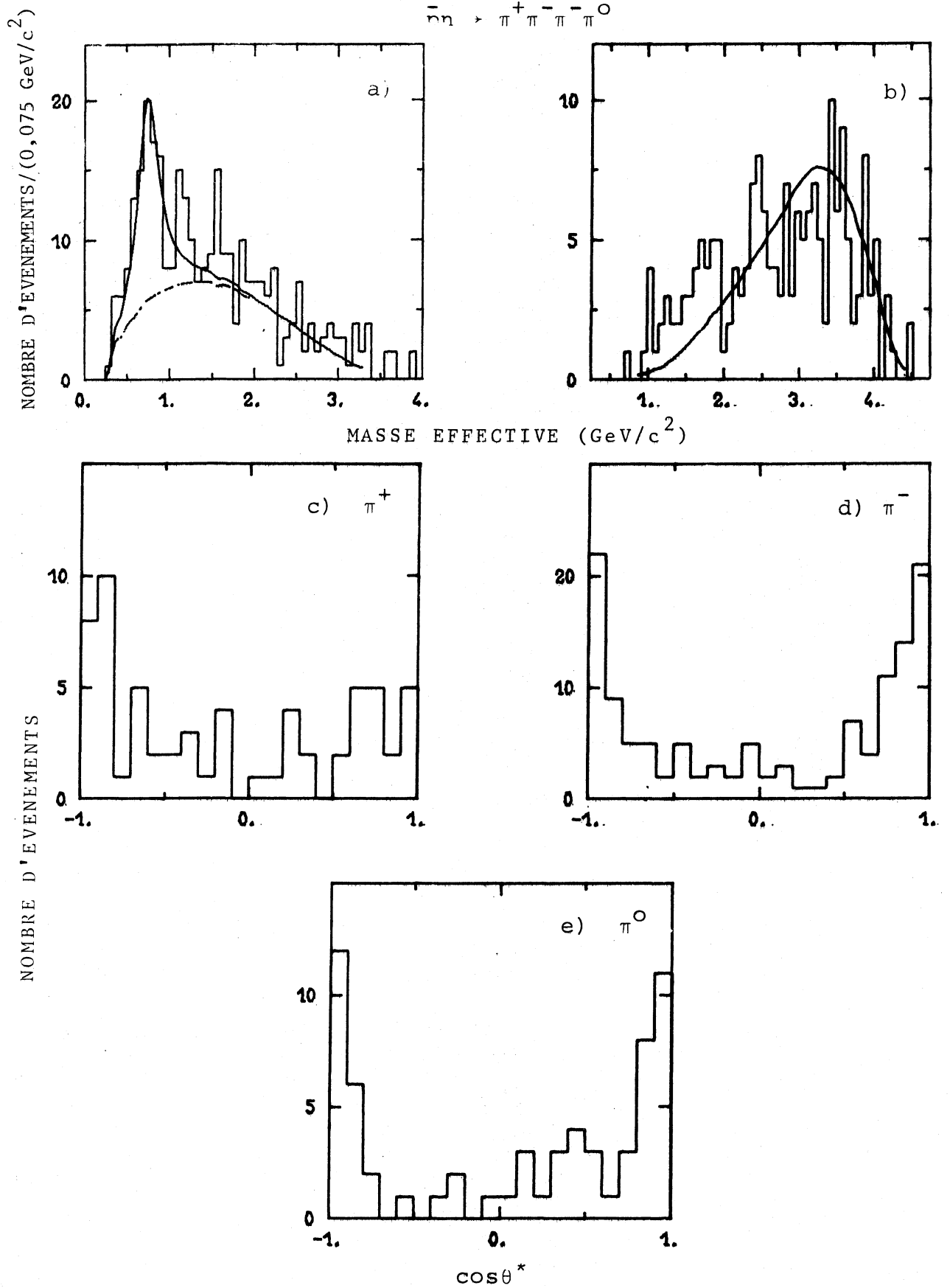


Figure 5.14 - Distribution de masse effective $M(\pi\pi)$ (a) et $M(\pi\pi\pi)$ (b) pour la réaction $\bar{p}n \rightarrow \pi^+ 2\pi^- \pi^0$ et distributions angulaires des pions dans le système du centre de masse (c,d, e). Les courbes sont décrites dans le texte.

significative (15 événements) dans la région définie par $\cos^* \theta_{\pi^0} < -0,9$ et $P_T(\pi^0) < 0,16$ GeV/c tandis que la région réfléchie limitée par $\cos^* \theta_{\pi^0} > 0,9$ et $P_T(\pi^0) < 0,16$ GeV/c ne contient que trois événements. En éliminant cette accumulation, nous obtenons un échantillon de 63 événements pour lequel les distributions angulaires de P_{inc} sont présentées en Figure 5.14. La symétrie des distributions angulaires semble satisfaite en ce qui concerne $\cos^* \theta_{\pi^-}$ et $\cos \theta_{\pi^0}^*$ tandis que la distribution de $\cos \theta_{\pi^+}^*$ présente encore une faible accumulation vers l'arrière. Nous ne pouvons donc pas exclure une contamination de notre lot d'événements par un mécanisme du type $\bar{p}n \rightarrow p\pi^-\pi^-X^0$, où X^0 est un système de nombre baryonique -1. En raison de la coupure relativement lâche en MM^2 , une contamination par un processus d'annihilation donnant plusieurs π^0 , ne peut également pas être exclue.

Néanmoins, si on attribue ces 63 événements à la réaction $\bar{p}n \rightarrow \pi^+ 2\pi^-\pi^0$, on obtient :

$$\sigma(\bar{p}n \rightarrow \pi^+ 2\pi^-\pi^0) = 0,11 \pm 0,02 \text{ mb}$$

En rapprochant cette valeur de $\sigma(\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-) = 0,048 \pm 0,006 \text{ mb}$ à 9,1 GeV/c, nous observons le fait maintes fois constaté que - pour un nombre de π fixé - la présence d'un π^0 augmente la section efficace d'annihilation de façon importante. Remarquons qu'une comparaison des sections efficaces d'annihilation $\bar{p}p$ à 5,7 GeV/c et $\bar{p}n$ à 5,55 GeV/c ⁽⁷²⁾ prouve que cette caractéristique n'est pas due à un effet de parité G.

En dépit du très faible nombre d'événements dont nous disposons, nous avons examiné les distribution de masse effective des systèmes à deux et trois pions. La Figure 5.14a présente la distribution de $M(\pi^+\pi^-, \pi^+\pi^0, \pi^-\pi^0)$. Un signal est visible dans la région de la résonance $\rho(770)$ que nous avons tenté d'ajuster à l'aide d'un mélange incohérent d'espace de phase et d'une fonction de Breit - Wigner. Notons toutefois que la largeur ajustée ($300 \text{ MeV}/c^2$) n'est pas en accord avec la valeur admise. La Figure 5.15b présente la distribution expérimentale de $M(\pi^+\pi^-\pi^0, \pi^+\pi^-\pi^-)$ ainsi que la prédiction de l'espace de phase; aucune structure ne semble être présente.

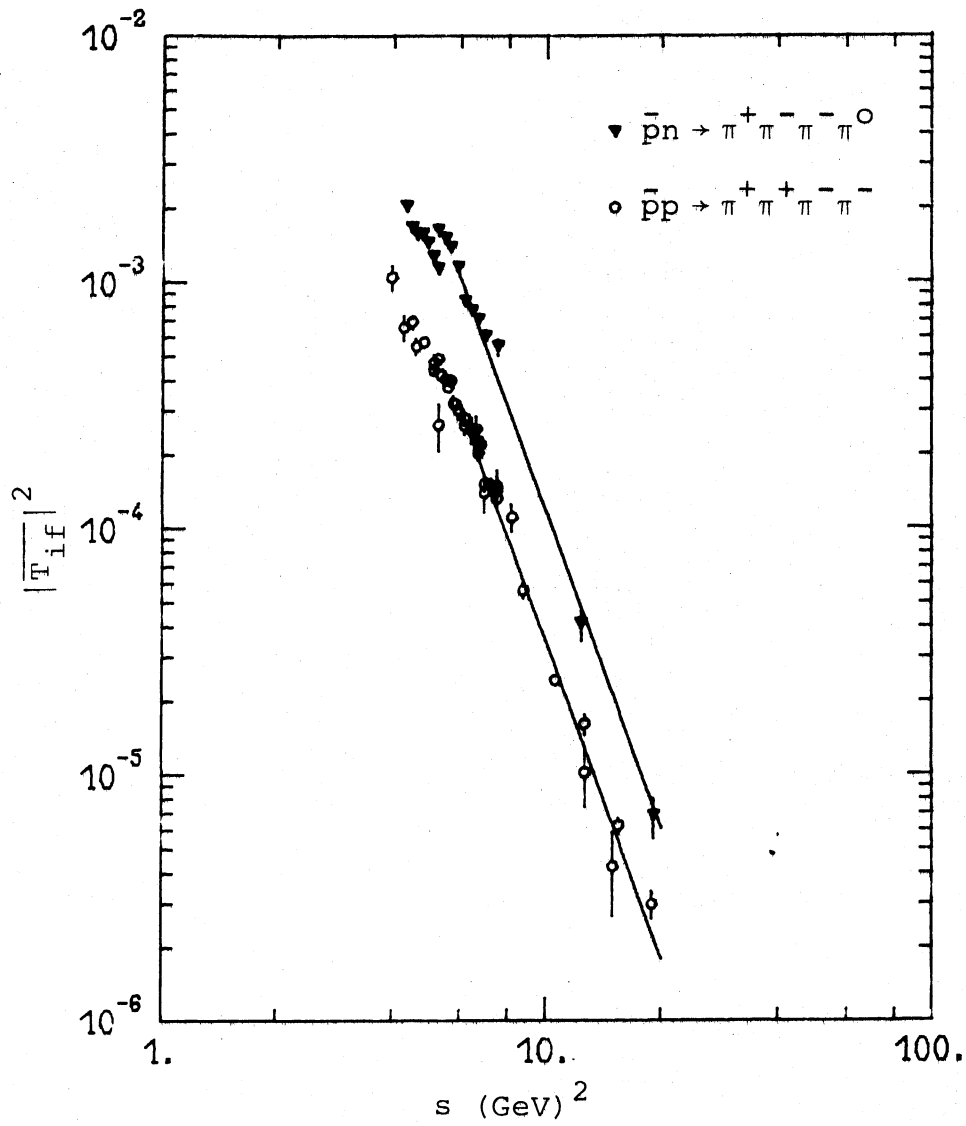


Figure 5.15 - Variation du carré de l'élément de matrice $|\overline{T}_{if}|^2$ en fonction de s pour les réactions $\bar{p}n \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$ et $\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$.

Voici quelques années, il a été suggéré⁽⁷³⁾ que dans des collisions inélastiques de hadrons, la moyenne de l'élément de matrice au carré $|\overline{T}_{if}|^2$ présentait une dépendance en fonction du carré s de l'énergie disponible dans le système du centre de masse de la forme $|\overline{T}_{if}|^2 = A s^{-n}$.

La quantité $|\overline{T}_{if}|^2$ est définie par

$$|\overline{T}_{if}|^2 = \frac{\sigma p^* \sqrt{s}}{LIPS}$$

où σ désigne la section efficace mesurée, $p^* \sqrt{s}$ le produit de l'impulsion incidente par l'énergie disponible, le tout dans le système du centre de masse et LIPS le facteur d'espace de phase invariant par transformation de Lorentz.

Dans ce modèle, n ne dépend que de la multiplicité des particules de l'état final. En ajoutant notre point aux autres résultats disponibles, nous présentons en Figure 5.15 la variation des sections efficaces des réactions $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$ et $\bar{p}n \rightarrow \pi^+ 2\pi^- \pi^0$ en fonction de s. L'ajustement dans la région de $P_{inc} \geq 2$ GeV/c par une fonction du type $A s^{-n}$ conduit à

$$|\overline{T}_{if}|^2 = (0,674 \pm 0,086) s^{-(4,29 \pm 0,06)}$$

pour les réactions $\bar{p}p$ et

$$|\overline{T}_{if}|^2 = (2,231 \pm 0,041) s^{-(4,28 \pm 0,01)}$$

dans le cas $\bar{p}n$. L'accord entre les deux exposants de s est remarquable. Par conséquent, la valeur du rapport

$$\frac{|\overline{T}_{if}(\bar{p}n \rightarrow \pi^+ 2\pi^- \pi^0)|^2}{|\overline{T}_{if}(\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-)|^2} = 3,31 \pm 0,48$$

est indépendante de l'énergie; cette valeur est compatible avec la prédiction du Modèle Statistique d'Isospin⁽⁷⁴⁾.

C O N C L U S I O N

Dans le présent travail, nous avons essayé de mettre en évidence les principales caractéristiques que présentent les interactions antiproton-deutérium à 9,2 GeV/c.

Les difficultés engendrées par l'utilisation d'un noyau de deutérium en tant que cible de neutron ont été analysées; la présence d'un proton spectateur - qui introduit aussi de légères complications lors de la mesure des événements - nous a permis, grâce au modèle d'approximation d'impulsion, d'extraire les sections efficaces des réactions antiproton-neutron. Les caractéristiques des spectres du proton spectateur nous ont également permis de tester la qualité des lots d'événements attribués aux réactions sur neutron cible. Pour certains états finals, un test supplémentaire a pu être effectué grâce aux propriétés de symétrie du système $\bar{p}n$.

La réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ a été étudiée en détail, laquelle est particulièrement commode pour étudier la production du système $\bar{p}p$; toutefois, aucune structure particulière n'a été observée dans la distribution de masse effective de ce système. En combinant les résultats de la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ à ceux relatifs à la production d'un pion dans les interactions $\bar{p}p$ à 9,1 GeV/c, nous avons effectué une analyse différentielle en isospin des réactions $\bar{p}N \rightarrow \bar{N}\pi N$ à 9 GeV/c. Les sections efficaces différentielles d'isospin ainsi que les termes d'interférence - caractérisés par l'isospin échangé dans le canal t et par l'isospin du système $N\pi$ produit - ont été analysés et comparés aux résultats obtenus dans d'autres expériences. Nous observons, entre autre, un large pic vers 1,7 GeV/c² dans la distribution du carré d'amplitude d'échange $I=1$ et de production d'un système d'isospin 1/2; cet effet a été remarqué dans pratiquement toutes les études analogues qui mettent en jeu une grande variété de particules incidentes dans une large gamme d'impulsion.

Une importante part de ce travail est dévolue à l'étude de la production de résonances. En particulier, la résonance $\Delta(1236)$

est copieusement produite dans toutes les réactions $\bar{p}n$ et $\bar{p}d$ que nous avons examinées. Nous avons étudié le mécanisme de production de cette résonance ainsi que les principales caractéristiques de sa désintégration. La comparaison des sections efficaces des réactions croisées $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$ et $pp \rightarrow \Delta^{++}n$ a révélé une importante différence de comportement en fonction de l'impulsion incidente, laquelle n'a pas pu être expliquée par un modèle d'échange de pôles de Regge simple. L'étude de la production de double résonance Δ dans le canal $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}\Delta^0$ a également été abordée. Ceci nous a permis de présenter une étude de la dépendance en impulsion incidente de ce processus. Une comparaison avec les réactions $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Delta}^{--}\Delta^{++}$, $pp \rightarrow \Delta^{++}\Delta^0$ et $pn \rightarrow \Delta^{++}\Delta^-$ en supposant l'échange d'un isovecteur, a révélé que les sections efficaces de la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}\Delta^0$ ne varient pas en fonction de l'impulsion incidente de la même façon que les trois autres canaux.

Le phénomène de dissociation diffractive a été examiné dans les réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}(p\pi^-)$ et $\bar{p}d \rightarrow d(\bar{p}\pi^+\pi^-)$. Dans les deux cas, une forte corrélation entre le quadrimoment transféré au système diffractif et la masse de ce dernier a été observée. La conservation de l'hélicité dans la voie s ou t a également été testée. En comparant les réactions $An \rightarrow A\pi\pi^-$ à 9 GeV/c, où A désigne respectivement un \bar{p} , un K^+ et un K^- , nous avons constaté une bonne compatibilité de nos données avec l'hypothèse de factorisation.

Les réactions de production cohérente caractérisées par la présence d'un deuton dans l'état final ont été analysées. L'effet d^* , manifesté par un épaulement dans la distribution en masse effective $d\pi$ vers 2,2 GeV/c² a été étudié. Cet effet a également été remarqué dans un lot d'événements satisfaisant à la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$ et dans lequel le proton ne possède pas les caractéristiques d'un nucléon spectateur. Nous avons extrait ces événements et démontré qu'ils résultaient d'un mécanisme de production avec un d^* se dissociant en $p\pi^+$. Pour ces événements ainsi que pour ceux obtenus dans le canal $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$, nous avons constaté que l'effet d^* ne possédait pas les caractéristiques d'une résonance.

Le phénomène d'annihilation est succinctement analysé. En raison de la faible statistique disponible dans le canal $\bar{p}n \rightarrow \pi^+ 2\pi^- \pi^0$, seul un petit nombre de caractéristiques a pu être dégagé. Pour les diverses réactions étudiées, nous avons calculé une limite inférieure du paramètre d'impact. Cette analyse révèle une forte variation de cette quantité suivant que l'interaction est une réaction de production, une réaction cohérente ou d'annihilation.

Ce travail s'insère dans une analyse des interactions anti-proton-deutérium entre 3 et 15 GeV/c, entreprise à Strasbourg depuis plusieurs années. Dans notre étude, dont le but est de dégager les propriétés essentielles des interactions $\bar{p}d$ et $\bar{p}n$ à 9,2 GeV/c, nous nous sommes efforcés d'analyser la variation des effets observés avec l'impulsion incidente et de comparer nos résultats à ceux obtenus dans d'autres expériences, notamment dans les interactions $\bar{p}p$ et pN . Nous espérons avoir contribué modestement à la connaissance des interactions $\bar{p}d$ dans un domaine d'énergie peu exploré.

A P P E N D I C E I

CALCUL DES LIMITES DES SECTIONS EFFICACES D'ISOSPIN

Au Chapitre III nous avons démontré que les sections efficaces des réactions $\bar{p}N \rightarrow (\bar{N}\pi)N$ et $\bar{p}N \rightarrow \bar{N}(\pi N)$, $\sigma_1 - \sigma_5$, étaient reliées aux amplitudes d'isospin M_0, M_{11}, M_{13} par

$$\sigma_1 = \frac{2}{3} \int |M_{13}|^2 dR$$

$$\sigma_2 = \frac{2}{3} \int |M_{01} - \frac{1}{3}M_{11} + \frac{1}{3}M_{13}|^2 dR$$

$$\sigma_3 = \frac{2}{3} \int |M_{01} + \frac{1}{3}M_{11} - \frac{1}{3}M_{13}|^2 dR$$

$$\sigma_4 = \frac{2}{27} \int |2M_{11} + M_{13}|^2 dR$$

$$\sigma_5 = \frac{1}{3} \int |M_{01} + \frac{1}{3}M_{11} + \frac{2}{3}M_{13}|^2 dR$$

où l'intégration $\int \dots dR$ s'effectue sur l'espace de phase et l'hélicité des particules. En introduisant les quantités m_i et m_{ij} définies en (9) et en développant les relations précédentes, on obtient :

$$\sigma_1 = \frac{2}{3}m_3$$

$$\sigma_2 = \frac{2}{3}[m_0 + \frac{1}{9}m_1 + \frac{1}{9}m_3 + \frac{2}{3}m_{01} - \frac{2}{3}m_{03} - \frac{2}{9}m_{13}]$$

$$\sigma_3 = \frac{2}{3}[m_0 + \frac{1}{9}m_1 + \frac{1}{9}m_3 - \frac{2}{3}m_{01} + \frac{2}{3}m_{03} - \frac{2}{9}m_{13}]$$

$$\sigma_4 = \frac{2}{27}[4m_1 + m_3 + 4m_{13}]$$

$$\sigma_5 = \frac{1}{3}[m_0 + \frac{1}{9}m_1 + \frac{4}{9}m_3 - \frac{2}{3}m_{01} - \frac{4}{3}m_{03} + \frac{4}{9}m_{13}]$$

Le problème reste indéterminé puisque l'on ne dispose que de cinq sections efficaces mesurées pour obtenir les six quantités m_0 , m_1 , m_3 , m_{01} , m_{03} et m_{13} . Comme nous avons un système d'équations indéterminé, nous choisissons une des inconnues comme variable x et étudions les autres en fonction de x . Ainsi :

$$m_0 = a + x$$

$$m_1 = b - 3x$$

$$m_3 = c$$

$$m_{01} = x$$

$$m_{03} = d + x$$

$$m_{13} = e + 3x$$

où

$$a = \frac{1}{24}(-9\sigma_1 - 9\sigma_2 + 27\sigma_3 - 9\sigma_4 + 36\sigma_5)$$

$$b = -\frac{9}{8}\left(-\frac{1}{3}\sigma_1 - 3\sigma_2 + \sigma_3 - 3\sigma_4 + 4\sigma_5\right)$$

$$c = \frac{3}{2}\sigma_1$$

$$d = \frac{9}{8}(\sigma_3 - \sigma_2)$$

$$e = \frac{3}{2}\left(-\frac{1}{2}\sigma_1 + \frac{3}{4}\sigma_3 + 3\sigma_5 - \frac{9}{4}\sigma_2\right)$$

Nous voyons donc que les quantités m_i et m_{ij} dépendent linéairement de x . Cependant la variation de x est restreinte par les inégalités (10) :

$$m_0 \geq 0, m_1 \geq 0, m_3 \geq 0$$

$$\begin{vmatrix} m_0 & m_{01} \\ m_{01} & m_1 \end{vmatrix} \geq 0, \quad \begin{vmatrix} m_3 & m_{03} \\ m_{03} & m_0 \end{vmatrix} \geq 0, \quad \begin{vmatrix} m_1 & m_{13} \\ m_{13} & m_3 \end{vmatrix} \geq 0$$

$$\begin{vmatrix} m_0 & m_{01} & m_{03} \\ m_{01} & m_1 & m_{13} \\ m_{03} & m_{13} & m_3 \end{vmatrix} \geq 0$$

qui, exprimées en fonction de a, b, c, d, e et x prennent la forme suivante :

$$a + x \geq 0, b - 3x \geq 0, c \geq 0$$

$$\begin{vmatrix} a+x & x \\ x & b-3x \end{vmatrix} \geq 0, \quad \begin{vmatrix} c & d+x \\ d+x & a+x \end{vmatrix} \geq 0, \quad \begin{vmatrix} b-3x & e+3x \\ e+3x & c \end{vmatrix} \geq 0$$

$$\begin{vmatrix} a+x & x & d+x \\ x & b-3x & e+3x \\ d+x & e+3x & c \end{vmatrix} \geq 0$$

Les limites supérieures et inférieures des sections efficaces d'isospin et des termes d'interférence sont les solutions obtenues en résolvant ces inégalités.

APPENDICE II

RELATION ENTRE LES PENTES DU QUADRIMOMENT DE TRANSFERT DES REACTIONS $\bar{p}d \rightarrow d(\bar{p}\pi^+\pi^-)$ et $\bar{p}p \rightarrow p(\bar{p}\pi^+\pi^-)$

L'étude des collisions hadron-hadron a révélé l'existence d'une classe de réactions, les réactions de dissociation diffractive qui présente une grande ressemblance avec la diffusion élastique. Ces processus sont caractérisés par la fragmentation de la particule incidente ou de la cible en un "amas" de particules de faible masse effective qui porte les nombre quantiques de la particule mère; la section efficace de ce processus, à l'instar de celle de la diffusion élastique, est pratiquement indépendante de l'énergie incidente. Nous avons entrepris la comparaison des processus diffractifs

$$\bar{p}d \rightarrow d(\bar{p}\pi^+\pi^-) \quad (1)$$

et

$$\bar{p}p \rightarrow p(\bar{p}\pi^+\pi^-) \quad (2)$$

à 9 GeV/c. La réaction (1) se produit par échange d'isospin zéro ($I=0$) tandis que la réaction (2) peut se faire par échange d'objets d'isospin $I=0$ et $I=1$. Si donc, la réaction (2) ressemble à la diffusion élastique $\bar{p}p$, laquelle est dominée par l'échange d'un pomeron, le rapport des sections efficaces différentielles (1) et (2) sera approximativement le même que le rapport des sections efficaces différentielles des réactions

$$\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d \quad (3)$$

et

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p \quad (4)$$

De plus, dans la mesure où les systèmes $(\bar{p}\pi^+\pi^-)$ dans les réactions (1) et (2) sont les mêmes, les corrélations entre les p , π^+ et π^- dans ces systèmes seront identiques.

Si l'on suppose donc que le formalisme développé par Franco et Glauber peut s'appliquer aux processus diffractifs, on a

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{tot}} \approx |f_n(q)|^2 + |f_p(q)|^2 + 2S(q) \text{Re} [f_n(q) f_p^*(q)] \quad (5)$$

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{coh}} \approx S^2\left(\frac{q}{2}\right) \left(|f_n(q)|^2 + |f_p(q)|^2 + 2\text{Re} [f_n(q) f_p^*(q)] \right) \quad (6)$$

Ces équations décrivent respectivement la production totale et cohérente du système $(\bar{p}\pi^+\pi^-)$; f_n et f_p représentent les amplitudes respectives sur neutron et proton, q est le tri-moment transféré au deuton et

$$S(q) = \int e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} |\Psi(\vec{r})|^2 d\vec{r} \quad (7)$$

où $\Psi(\vec{r})$ est la fonction d'onde spatiale du deuton dans l'état fondamental. $S(q)$ est identifié comme le facteur de forme du deuton; dans le cas de la fonction d'onde de Hulthén, on a par exemple

$$S(q) = \frac{1}{q} \left\{ \text{Arc tg } \frac{q}{2\alpha} + \text{Arc tg } \frac{q}{2\beta} - 2\text{Arc tg } \frac{q}{\alpha + \beta} \right\}$$

avec $\alpha \sim 46 \text{ MeV/c}$ et $\beta \approx 7\alpha$. Nous utiliserons la forme plus adaptée

$$S(q) = e^{-\alpha q^2} \quad (8)$$

avec $\alpha = 33,75 \text{ (GeV/c)}^{-2}$.

Dans les deux équations (5) et (6), les premier et second termes représentent l'intensité de la diffusion par un neutron et un proton libre respectivement, tandis que le troisième terme résulte de l'interférence entre les amplitudes de diffusion sur neutron et proton. Nous avons également négligé les termes de double diffusion inclus dans les équations de Franco et Glauber car leur contribution est faible dans la région de faibles transferts que nous considérons.

Nous avons fait l'hypothèse que f_n et f_p sont approximativement égaux à 9 GeV/c. De plus, nous nous sommes restreints à un système produit avec une faible masse effective, de façon à ce que le quadrimoment de transfert, les quantités $t' = |t - t_{\min}|$ et q^2 satisfassent l'approximation $t \approx t' \approx q^2$.

Avec ces restrictions, l'expression pour la diffusion cohérente peut s'écrire

$$\left[\frac{d\sigma}{dt} \right]_{\text{coh}} \propto |f_p(t)|^2 S\left(\frac{t}{2}\right) \quad (9)$$

Des équations (5) et (6), la diffusion incohérente devient

$$\left[\frac{d\sigma}{dt} \right]_{\text{incoh}} = \left[\frac{d\sigma}{dt} \right]_{\text{tot}} - \left[\frac{d\sigma}{dt} \right]_{\text{coh}} \propto |f_p(t)|^2 \left[1 + S(t) - 2S\left(\frac{t}{2}\right) \right] \quad (10)$$

et le rapport R de la "production diffractive" sur deutérium (avec ou sans dissociation de ce dernier) comparé à la production sur hydrogène est donné par

$$R = \frac{d\sigma}{dt} (\bar{p}d \rightarrow pnX) / \frac{d\sigma}{dt} (\bar{p}p \rightarrow pX) \approx 2[1 + S(t)] \quad (11)$$

où X désigne le système produit.

Si l'on adopte la paramétrisation habituelle

$$\left[\frac{d\sigma}{dt} \right]_H \propto |f_p(t)|^2 \propto e^{-b_H t} \quad (12)$$

pour la production sur hydrogène, on a en substituant les équations (8) et (12) dans (9)

$$\left[\frac{d\sigma}{dt} \right]_{\text{coh}} \propto e^{-(b_H + \alpha/2)t} \quad (13)$$

dont il résulte que la pente b de la distribution de t pour la réaction cohérente (1) peut être reliée à la pente b_H de la distribution de t pour la réaction correspondante (2) dans l'hydrogène dans le même intervalle de t par

$$b = b_H + \frac{\alpha}{2} \quad (14)$$

Bibliographie

- 1). Le système HYDRA a été développé au CERN par J. ZOLL et est décrit dans le CERN HYDRA SYSTEM MANUAL.
- 2). J. ZOLL
Librairie des programmes du CERN, W200 (1969)
- 3). W.M.R. BLAIR et B.W. POWELL
"Bubble chamber measurement on HPDs at CERN"
CERN/DD/DH/70-5
- 4). T.E. SCHOUTEN
"Measurement of a K^-p 4.2 GeV/c interactions with a PEPR vertex guidance system"
Thèse Nimègue (1977)
- 5). Voir par exemple la Thèse de B. ESCOUBES, Strasbourg (1971)p.18
Je remercie François ETIENNE, Ken KNUDSON et Jean Le HUAN pour leur aide dans la phase initiale de ce travail.
- 6). G.F. CHEW
Phys. Rev., 80 (1950) 196
G.F. CHEW et G.C. WICK
Phys. Rev., 85 (1952) 636
G.F. CHEW et M.L. GOLDBERGER
Phys. Rev., 87 (1952) 778
- 7). M.J. MORAVCSIK
Nucl. Phys., 7 (1958) 113
T. HAMADA et I.D. JOHNSTON
Nucl. Phys., 34 (1962) 382
I.J. MCGEE
Phys. Rev., 177 (1969) 2075
- 8). L. HULTHEN et M. SUGARAWA
Handbuch der Physik, 39 (1957) 1
- 9). A. FRIDMAN
Fortschritte der Physik, 23 (1975) 243

La réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ a été étudiée pour $P_{inc} \gtrsim 2$ GeV/c dans les huit travaux suivants :
- 10). 1,96 GeV/c : T.B. COCHRAN
Bull. Am. Phys. Soc., 12 (1967) 470

- 11). 2,8 GeV/c : T.C. BACON, F.M. BOMSE, T.B. COCHRAN, W.J. FICKINGER, E.R. GOZA, H.W.K. HOPKINS, E.O. SALANT
Phys. Rev., 162 (1967) 1320
- 12). 2,98 GeV/c : A. BETTINI, M. CRESTI, M. MAZZUCATO, L. PERUZZO, P. ROSSI, G. SARTORI, S.M. SARTORI, L. VENTURA, G. ZUMERLE, L.M. BARONE, R. BIZZARI, C. DIONISI, P.F. LOVERRE, E. VALENTE, E. CASTELLI, P. POROPAT, M. SESSA, C. TRONCON
Proceedings of the IV European Antiproton Symposium, Barr (1978) (Edités par A. FRIDMAN) p.449
- 13). 3,5 GeV/c : D.O. HUWE de l'Université d'Athens (Ohio)
nous a communiqué les sections efficaces des réactions
 $p\bar{n} \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ et $p\bar{n} \rightarrow \bar{\Delta}^- p$
- 14). 4,7 GeV/c : P. JUILLLOT
Proceedings of the Third Symposium on Antinucleon Nucleon Interactions, Stockholm (1976) p.403
- 15). 5,55 GeV/c : H. BRAUN, D. EVRARD, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, G. MAURER, A. MICHALON, B. SCHIBY, R. STRUB, C. VOLTOLINI, P. CÜER
Phys. Rev., D2 (1970) 488
- 16). 7 GeV/c : P. ANTICH, R. CARSON, C.Y. CHIEN, B. COX, D. DENEGRİ, L. ETTINGER, D. FEIOCK, J. HAYNES, R. MERCER, A. PEVSNER, R. SEKULIN, V. SREEDHAR, R. ZDANIS
Nucl. Phys., B43 (1972) 45
- 17). 14,6 GeV/c : E.B. BRÜCKER, E.L. KOLLER, O. RATHS, S. TAYLOR, P.E. STAMER, T. HANDLER, R.J. PLANO, H. PREISSNER, T.L. WATTS, A. FRIDMAN, J.P. GERBER, M-E. MICHALON-MENTZER, B. SCHIBY, C. VOLTOLINI
Phys. Rev., D10 (1974) 1373
- 18). N. SCHMITZ, H. PILKUHN, A.M. WETHERELL
Proceedings of the 1965 Easter School for Physicists
CERN 65-25 (1965)
- 19). P. MINNAERT
Phys. Rev. Letters, 16 (1966) 672
- 20). Les sections efficaces des réactions $pp \rightarrow \Delta^{++}n$ ont été compilées par
E. BRACCI, J.P. DROULEZ, E. FLAMINIO, J.D. HANSEN, D.R.O. MORRISON
Compilation of cross sections-III p and \bar{p} induced reactions
CERN HERA 173-1
O. BENARY, L.R. PRICE, G. ALEXANDER
NN and ND interaction - A compilation
UCRL 20000 NN (1970)
Z. MING MA, G.A. SMITH, R.J. SPRAFKA, G.T. WILLIAMSON
Phys. Rev. Letters, 24 (1970) 1031

Les réactions $pd \rightarrow \Delta^{++} d\pi^-$ et $pd \rightarrow pd\pi^+\pi^-$ ont été étudiées dans les travaux suivants :

- 21). 5,9 GeV/c : H. BRAUN, D. BRICK, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, P. JUILLOT, G. MAURER, M-E. MICHALON-MENTZER, R. STRUB, G. ALEXANDER, O. BENARY, S. DAGAN, J. GRUNHAUS, L. HYMAN, A. LEVY, D. LISSAUER, Y. OREN
Nuovo Cimento, 35A (1976) 405
Cette expérience a été réalisée à l'aide d'un faisceau de deuton de 11,9 GeV/c sur une cible d'hydrogène.
- 22). 7 GeV/c : U. KARSHON, G. YEKUTIELI, D. YAFFE, A. SHAPIRA, E.E. RONAT, Y. EISENBERG
Nucl. Phys., B23 (1970) 583
- 23). 11,6 GeV/c : D. HOCHMAN, Y. EISENBERG, U. KARSHON, A. SHAPIRA, E.E. RONAT, D. YAFFE, G. YEKUTIELI
Nucl. Phys., B68 (1974) 301
- 24). 19 GeV/c : V. BAKKEN, H. GENNOW, P. LUNDBORG, J. MÄKELÄ, R. MØLLERUD, M. PIMIA, B. SELLDEN, E. SUNDELL, J.K. TUOMINIEMI
Physica Scripta (sous presse)
- 25). H. BRAUN, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, A. GIVERNAUD, R. KAHN, J.A. MALKO, G. MAURER, A. MICHALON, B. SCHIBY, R. STRUB, C. VOLTOLINI
"Search for heavy baryon resonances in $\bar{p}n$ interactions at 5.55 GeV/c"
Conference d'Amsterdam (1971)
- 26). H. MIETTINEN
Proceedings of the Third Symposium on Antinucleon Nucleon Interactions, Stockholm (1976) p.495
- 27). H. SATZ
Phys. Letters, 32B (1970) 380
D. DORREN, V. RITTENBERG, D. YAFFE
Nucl. Phys., B30 (1971) 306
- 28). M. RIVOAL, N.B. DURUSOY, R. GEORGE, M. GOLDBERG, A.M. TOUCHARD, N. ARMENISE, M.T. FOGLI-MUCIACCIA, A. SILVESTRI
Nucl. Phys., B87 (1975) 61
- 29). W.L. YEN, F.T. MEIERE, D.D. CARMONY, D. CORDS, A.F. GARFINKEL, F.J. LOEFFLER, R.L. McILWAIN, L.K. RANGAN, R.L. LANDER, D.E. PELLET, P.M. YAGER
Phys. Rev., D9 (1974) 1210
- 30). P. ANTICH, A. CALLAHAN, R. CARSON, C.Y. CHIEN, B. COX, D. DENEGRİ, L. ETTLINGER, D. FEIOCK, G. GOODMAN, J. HAYNES, R. MERCER, A. PEVSNER, L. RESVANIS, R. SEKULIN, V. SREEDHAR, R. ZDANIS
Nucl. Phys., B29 (1971) 305

- 31). P.S. GREGORY, P. JOHNSON, P. MASON, H. MUIRHEAD, G. WARREN,
G. EKSPONG, S.O. HOLMGREN, S. NILSSON, R. STENBACKA, Ch. WALCK
Nucl. Phys., B119 (1977) 60
- 32). E. BRACCI, J.P. DROULEZ, E. FLAMINO, J.D. HANSEN, D.R.O.
MORRISON
Compilation of cross sections, K^- and K^+ induced
reaction
CERN/HERA 72-2
- 33). V. BAKKEN, G. SKJEVLING, H. GENNOW, P. LUNDBORG, B. SELLDEN,
J.D. HANSEN, J. MÄKELÄ, M. PIMIÄ, E. SUNDELL
Nuovo Cimento, 44A (1978) 241
- 34). G. COHEN-TANNOUDJI, J.M. DROUFFE, P. MOUSSA, R. PESCHANSKI
Phys. Letters, 33B (1970) 183
- 35). R. CARLSSON, G. EKSPONG, S.O. HOLMGREN, S. NILSSON,
R. STENBACKA, Ch. WALCK
Description of the 9 GeV/c antiproton-proton bubble
chamber experiment
Rapport de l'Université de Stockholm (1978)
Je remercie les Professeurs Gösta EKSPONG et Sigward NILSSON
de m'avoir donné accès aux résultats de cette expérience.
- 36). R. STENBACKA, G. EKSPONG, S.O. HOLMGREN, S. NILSSON, Ch. WALCK,
P. GREGORY, P. MASON, H. MUIRHEAD, G. WARREN
Nucl. Phys., B135 (1978) 20
- 37). Z. KOBÄ, R. MÖLLERUD, L. VEJE
Nucl. Phys., B26 (1971) 134
J. BJÖRNEBOE, Z. KOBÄ, N. TÖRNQVIST
Phys. Letters, 34B (1971) 638
- 38). E. DAHL-JENSEN, I. DAHL-JENSEN, J.D. HANSEN, R. MÖLLERUD,
J. MÄKELÄ, P. PIMIÄ, E. SUNDELL, V. BAKKEN, J. HALDROSEN,
T. JACOBSEN, G. SKJEVLING, G. EKSPONG, H. JOHANSSON,
P. LUNDBORG, B. SELLDEN
Nucl. Phys., B87 (1975) 426
- 39). H. BRAUN, J-P. GERBER, G. MAURER, A. MICHALON, B. SCHIBY,
R. STRUB, Z. STRACHMAN
Nucl. Phys., B95 (1975) 503
- 40). V. BAKKEN, G. SKJEVLING, H. GENNOW, P. LUNDBORG, B. SELLDEN,
J.D. HANSEN, J. MÄKELÄ, M. PIMIÄ, E. SUNDELL
Nuovo Cimento, 44A (1978)
- 41). A. PAIS
Phys. Rev. Letters, 3 (1959) 383
- 42). voir par exemple: A. FRIDMAN
Cours donné à l'Ecole Internationale de Physique
des Particules Élémentaires, Kupari (1977)

- 43). Ch. WALCK, R. CARLSSON, G. EKSPONG, S.O. HOLMGREN, S. NILSSON,
R. STENBACKA, P. GREGORY, P. MASON, H. MUIRHEAD, G. WARREN
Nucl. Phys., B100 (1975) 61
- 44). S.P. ALMEIDA, J.G. RUSHBROOKE, J.H. SCHARENGUIVEL, M. BEHRENS,
U. BLOBEL, I. BOREČKA, H.C. DEHNE, J. DIAZ, G. KNIES,
A. SCHMITT, K. STROMER, W.P. SWANSON
Phys. Rev., D10 (1968) 1638
- 45). D. HOCHMAN, Y. EISENBERG, U. KARSHON, A. SHAPIRA, E.E. RONAT,
D. YAFFE, G. YEKUTIELI, I. HAMMERMAN, J. GOLDBERG
Nucl. Phys., B80 (1974) 189
- 46). A. GIVERNAUD
Thèse de 3ème Cycle, Strasbourg (1972)
- 47). H. BRAUN, D. EVRARD, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, A. GIVERNAUD,
R. KAHN, G. MAURER, A. MICHALON, B. SCHIBY, R. STRUB,
C. VOLTOLINI
Phys. Rev., D3 (1971) 2572
- 48). D. EVRARD, A. FRIDMAN, A.C. HIRSHFELD
Nucl. Phys., B14 (1969) 629
- 49). Nous avons estimé le rapport $(d^* \rightarrow p_n \pi^+)/d^* \rightarrow d \pi^+)$ à 7 GeV/c
en supposant que la proportion d'effet d^* était la même dans
le canal $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}p n \pi^+$ que dans la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{\Delta}^- p n \pi^+$ et
en utilisant les résultats publiés en référence (62).
- 50). A. SHAPIRA, G. YEKUTIELI, D. YAFFE, S. TOAFF, E.E. RONAT,
L. LYONS, U. KARSHON, B. HABER, Y. EISENBERG
Nucl. Phys., B23 (1970)
- 51). V. BAKKEN, H. GENNOW, T. JACOBSEN, P. LUNDBORG, R. MØLLERUD,
J. MÄKELÄ, J. OLSSON, M. PIMIÄ, B. SELLDEN, G. SKJEVLING,
E. SUNDEL
Nucl. Phys., B124 (1977) 229
- 52). Les réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p \pi^- \pi^0$ et $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^- \Delta^+ (p \pi^0)$ ont été étudiées
dans les travaux :

2,8 GeV/c : T.C. BACON, F. BOMSE, T.B. BORAK, W.J. FICKIN-
GER, E.R. GOZA, E.J. MOSES, E.O. SALANT
Phys. Rev., D2 (1970) 463

7 GeV/c : P. ANTICH, A. CALLAHAN, R. CARSON, C.Y. CHIEN,
B. COX, D. DENEGRİ, L. ETTLINGER, D. FEIOCK, G. GOODMAN,
J. HAYNES, R. MERCER, A. PEVSNER, R. SEKULIN, V. SREEDHAR,
R. ZDANIS
"Comparison of the reaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^- \pi^0 p$ at 7 GeV/c with the
prediction of the generalized Veneziano model"
Rapport de l'Université John Hopkins, JHU - 7019

- 53). T.C. BACON, F. BOMSE, T.B. BORAK, T.B. COCHRAN, W.J. FICKINGER, E.R. GOZA, H.W.K. HOPKINS, E.O. SALANT
Phys. Rev. Letters, 22 (1968) 43
- 54). H. BRAUN, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, A. GIVERNAUD, P. JUILLOT, R. KAHN, J.A. MALKO, G. MAURER, A. MICHALON, B. SCHIBY, R. STRUB, C. VOLTOLINI
Phys. Rev., D6 (1972) 767
- 55). B.R. WEBBER, D.M. CHEW, M.J. COUNIHAN, H. YUTA
Nucl. Phys., B97 (1975) 317
- F.S. HENYEY, J. PUMPLIN
Nucl. Phys., B117 (1973) 235
- 56). B.R. WEBBER
Phys. Letters, 49B (1974) 474
- 57). H. BRAUN, P. FISCHER, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, P. JUILLOT, G. MAURER, A. MICHALON, M-E. MICHALON-MENTZER, C. VOLTOLINI
Phys. Rev., D15 (1977) 1293
- 58). P. BOSETTI, R. HONECKER, P. SIXEL, J. KALTWASSER, P. KOSTKA, M.J. COUNIHAN, G. KELLNER, P.J. KOCHER, D.R.O. MORRISON, K. DZIUNIKOWSKA, T. HIROSE, E. LEITNER, T.C. BACON, K.W.J. BARNHAM, P.J. DORNAN, V. MAGON, P. WILLIAMS, D.P. DALLMAN, P. GIRTLE, R. SOSNOWSKI, A. ZIEMINSKI
Nucl. Phys., B97 (1975) 29
- 59). R. ARNOLD, S. BARSHAY, J-L. RIESTER
Il Nuovo Cimento, 35A (1976) 235
- 60). P. FLEURY
"Methods in subnuclear physics", Gordon & Breach, New York (1967) Vol.2
- Le Les trois canaux suivants étudient le processus $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$:
- 61). 5,55 GeV/c : H. BRAUN, D. EVRARD, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, G. MAURER, A. MICHALON, B. SCHIBY, R. STRUB, C. VOLTOLINI
Phys. Rev., D2 (1970) 1212
- 62). 7 GeV/c : P. ANTICH, A. CALLAHAN, R. CARSON, C.Y. CHIEN, B. COX, D. DENEGRI, L. ETTLINGER, D. FEIOCK, G. GOODMAN, J. HAYNES, R. MERCER, A. PEVSNER, L. RESVANI, R. SEKULIN, V. SREEDHAR, R. ZDANIS
Nucl. Phys., B29 (1971) 327
- 63). 14,6 GeV/c : D. BRICK, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, M-E. MICHALON-MENTZER, B. SCHIBY, E.E. BRUCKER, J.U. GRUNHAUS, E.L. KOLLER, O. BATHS, P.E. STAMER, S. TAYLOR, T. HANDLER, R.J. PLANO, H. PREISSNER, T.L. WATTS
Il Nuovo Cimento, 24A (1974) 202

- 64). L. VAN HOVE
Phys. Letters, 28B (1969) 429
L. VAN HOVE
Nucl. Phys., B9 (1969) 331
- 65). V. FRANCO, R.J. GLAUBER
Phys. Rev., 142 (1966) 1195
- 66). H. BRAUN, A. FRIDMAN, E. JEGHAM, P. JUILLLOT, J.A. MALKO,
C. VOLTOLINI, G.R. CHARLTON, W.A. COOPER, B. MUSGRAVE
Nucl. Phys., B54 (1973) 61
- 67). R.S. PANVINI, J. HANLON, W.H. SIMS, J.W. WATERS, T.W. MORRIS
Nucl. Phys., B39, (1972) 538
- 68). Nous avons estimé ces valeurs à partir des sections efficaces
publiées en référence (31)
- 69). S. BARSHAY, A. FRIDMAN, P. JUILLLOT
Phys. Rev., D15 (1977) 2702
- 70). C. LOVELACE
Phys. Letters, 28B (1978) 264
- 71). H. BRAUN, D. EVRARD, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, A. GIVERNAUD,
J. GRUNHAUS, R. KAHN, G. MAURER, A. MICHALON, B. SCHIBY,
R. STRUB, C. VOLTOLINI
Z. Physik, 247 (1971) 107
- 72). H. BRAUN, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, P. JUILLLOT, N. KURTZ,
G. MAURER, A. MICHALON, M-E. MICHALON-MENTZER, C. VOLTOLINI
"Resonance production and transverse spectra in $\bar{p}n$
annihilations at 5.55 GeV/c"
Submitted to Nucl. Phys.
- 73). A. MUIRHEAD, A. POPPLETON
Phys. Letters, 29B (1969) 448
- 74). F. CERULUS
Nuovo Cimento, Suppl. 15 (1960) 402
J. SHAPIRO
Nuovo Cimento, Suppl. 18 (1960) 40

Messieurs Pierre CHEVALLIER, André ASTIER, Marcello CRESTI, Alfred FRIDMAN et Pierre LEHMANN ont accepté de constituer le jury de cette thèse. Qu'ils trouvent ici l'expression de mes sincères remerciements.

Je remercie également toutes celles et tous ceux qui ont contribué à la réalisation de ce travail.